RIEZLER
WALCHER

KERN-TECHNIK

B. G. TEUBNER VERLAGSGESELLSCHAFT
1958

RIEZLER
WALCHER

KERN-TECHNIK



B. G. TEUBNER VERLAGSGESELLSCHAFT

KERNTECHNIK

PHYSIK · TECHNOLOGIE · REAKTOREN

Herausgegeben von

WOLFGANG RIEZLER und WILHELM WALCHER

Unter besonderer Mitwirkung von

WOLFGANG FINKELNBURG und HEINZ MAIER-LEIBNITZ

bearbeitet von zahlreichen Fachleuten aus Wissenschaft und Industrie

1958 · Mit 453 Figuren und 164 Tabellen in Text und Anhang



B. G. TEUBNER VERLAGSGESELLSCHAFT · STUTTGART

Printed in Germany

Satz und Druck: Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart

Herausgeber

Prof. Dr. W. Riezler, Universität Bonn, und Prof. Dr. W. Walcher, Universität Marburg

Unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. W. Finkelnburg, Siemens-Schuckert-Werke (SSW) und Universität Erlangen,
Prof. Dr. H. Maier-Leibnitz, Technische Hochschule München

Mitarbeiter

Dr. F. Baumgärtner, Technische Hochschule München

Prof. Dr. E. W. Becker, Universität Marburg

Dr. M. Becker, Wolfgang b. Hanau (Degussa)

Dipl.-Phys. M. Belamin, Erlangen (SSW)

Dr. A. Boettcher, Frankfurt/M. (Degussa)

Dr. W. Braun, Erlangen (SSW)

Dr. H. J. Brüchner, Frankfurt/M. (AEG)

Dr.-Ing. K. Bungardt, (Deutsche Edelstahlwerke Krefeld und Bergakademie Clausthal)

Dr. U. Cappeller, Universität Marburg

Dr. B. Duhm, Wuppertal-Elberfeld (Farbenfabriken Bayer)

Dr. H. Ehringer, Frankfurt/M. (Degussa)

Prof. Dr. W. Finkelnburg, (SSW und Universität Erlangen)

Prof. Dr. K. Fränz, Ulm (Telefunken)

Dipl.-Ing. J. Hacke, Universität Gießen

Prof. Dr. W. Hanle, Universität Gießen

Dipl.-Ing. C. Held, Erlangen (SSW)

Dr. A. Hocker, Bad Godesberg, Ministerialrat im Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft

Dr. W. Humbach, Erlangen (SSW)

Prof. Dr. E. Huster, Universität Marburg

Dr. D. Kamke, Universität Marburg

Dr.-Ing. H. Kornbichler, Frankfurt/M. (AEG)

Dipl.-Ing. N. Kretzinger, Burghausen (Wacker-Chemie)

Prof. Dr. O. Löbl, (RWE Essen und Technische Hochschule Aachen)

Dr. G. Meister, Universität Bonn

Prof. Dr. H. Muth, Frankfurt/M., Universität und Max-Planck-Institut für Biophysik

Dozent Dr. M. Pollermann, Technische Hochschule München

Prof. Dr. B. Rajewsky, Frankfurt/M., Universität und Max-Planck-Institut für Biophysik

Prof. Dr. N. Riehl, Technische Hochschule München

Prof. Dr. W. Riezler, Universität Bonn

Dr. E. Sauter, Erlangen (SSW)

Dr. G. Schneider, Wolfgang b. Hanau (Degussa)

Dr. W. Schüller, Frankfurt/M. (Farbwerke Hoechst)

Dr. H. Schweickert, Erlangen (SSW)

Prof. Dr. W. Seelmann-Eggebert, Mainz, Max-Planck-Institut für Chemie

Dr. R. Sizmann, Technische Hochschule München

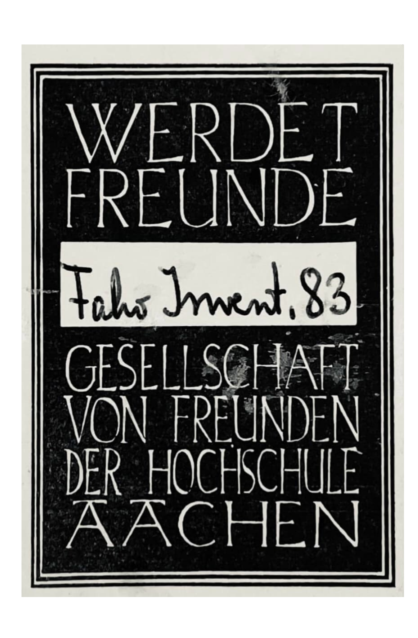
Dr. T. Springer, Technische Hochschule München

Prof. Dr. W. Walcher, Universität Marburg

Dipl.-Phys. H. Weber, Erlangen (SSW)

Dr. G. Wirths, Wolfgang b. Hanau (Degussa)

Dr. A. Ziegler, Erlangen (SSW)


WERDET FREUNDE
GESELLSCHAFT VON FREUNDEN DER HOCHSCHULE AACHEN

Vorwort

Die kernphysikalische Forschung in den letzten Jahrzehnten hat gezeigt, daß in den Atomkernen millionenfach größere Energiebeträge gespeichert sind, als aus den Atomhüllen durch chemische Prozesse gewonnen werden können. Sie hat auch Wege gewiesen, wie diese Energiebeträge freigesetzt und der praktischen Nutzung zugeführt werden können. Von einer physikalischen Erkenntnis bis zu einer technisch brauchbaren und wirtschaftlich tragbaren Anwendung ist allerdings in der Regel ein recht weiter Weg. Der physikalische Apparat muß in eine technische Konstruktion umgesetzt werden, die störungsfrei und betriebssicher arbeitet. Wenn dabei die Werkstofffragen eine zentrale Rolle spielen, weil bisher belanglose Materialeigenschaften, wie etwa das Verhalten gegenüber Strahlung oder Neutronen, ganz neuartige Auswahlgesichtspunkte erfordern, so wird es verständlich, daß mit der Überführung der Physik in die Technik eine ganz neue Technologie entsteht. Daß dabei neben dem Physiker und Chemiker der Metallurg angesprochen wird, versteht sich von selbst; und daß die mit den Kernprozessen verbundene durchdringende Strahlung dem Bauingenieur neue Aufgaben stellt und den Biologen auf den Plan ruft, ist ebenso verständlich. Entwurf, Konstruktion und Betrieb einer neuen Maschine öffnen dem Ingenieur – dem Maschinenbauer, Elektrotechniker, Elektroniker, Wärmetechniker und vielen anderen Spezialisten – ein neues Feld und stellen ihn vor Probleme, die er nur zusammen mit dem Wissenschaftler – dem Physiker und Chemiker – lösen kann. Geht eine Entwicklung so stürmisch voran wie im Falle der technischen Anwendung der Kernenergie, so kann nur engste Zusammenarbeit und gegenseitiges technisch-wissenschaftliches Verstehen aller Spezialisten zum Erfolg führen.

Eine Darstellung dieses neuen Gebietes der Technik wird daher gerade diese Zusammenarbeit und das gegenseitige Verständnis zu fördern haben. Sie wird dem Ingenieur die physikalischen Grundlagen, dem Physiker die technologischen Probleme und die technischen Aspekte, kurz jedem Glied der großen Arbeitsgemeinschaft die Kenntnis des Gesamtbereichs vermitteln müssen. Sie hat die Bedürfnisse der Theorie und der Praxis aufeinander abzustimmen, Breite und Tiefe so abzuwägen, daß der Neuling Einführung, der Praktiker Auskunft und darüber hinaus Hinweis auf weiterführende Literatur erhält.

Von dieser Idee geleitet sind die Herausgeber an ihre Aufgabe herangegangen, als vor etwa zwei Jahren der Verlag an sie herantrat mit der Frage, wie man zweckmäßig ein Buch über Kerntechnik gestalten solle. Sie waren der Ansicht, daß eine derartige Aufgabe in angemessener Zeit nur durch Zusammenarbeit vieler Spezialisten gelöst werden kann. Die Gefahr der Heterogenität eines solchen Sammelwerkes haben sie durch eine straffe Redaktion auszugleichen gesucht. Dieser Ausgleich mußte bis in die Sprache hinein gehen – die Sprache des Physikers und des Ingenieurs sind nun einmal verschieden – und vor allem in die Maßsysteme, deren vernünftiger Gebrauch ja nur wenig gelehrt wird und die Gegenstand eines permanenten Sündenfalls sind. Unter den Hinweisen für den Gebrauch des Werkes sind dazu einige Erläuterungen gegeben.

Die Entwicklung der Kerntechnik ist heute schon weitgehend von den Physikern auf die Ingenieure übergegangen. Entsprechend sind Autoren herangezogen worden, die auf verschiedensten Gebieten tätig sind. Etwa die Hälfte von ihnen ist an Hochschulen oder in Max-Planck-Instituten beschäftigt, die andere Hälfte hat in der Industrie direkte Verbindung mit der Praxis.

Die Wirtschaftlichkeit einer großen kerntechnischen Anlage, insbesondere also eines großen Atomkraftwerkes, hängt weitgehend vom jeweiligen Stande der Technik ab. Diese steht heute nach fünfzehnjähriger Entwicklung fast überall noch in ihren Anfängen. Eine Dampfmaschine, die fünfzehn Jahre nach der ersten Erfindung von James Watt gebaut wurde, würde nach heutigen Maßstäben völlig unrentabel arbeiten. Das gleiche wird man vermutlich in den nächsten Jahrzehnten von den heute gebauten Atomkraftwerken sagen. Tatsächlich gibt es bisher noch keines, das mit einem konventionellen Kraftwerk konkurrieren könnte. Über die wirklichen Erzeugungskosten der elektrischen Energie in Atomkraftwerken herrscht auch unter den Fachleuten noch keine Einigkeit. Die Herausgeber haben daher bewußt beide Richtungen zu Wort kommen lassen, die optimistische der Kraftwerk-Erbauer, die wohl im allgemeinen auch einen in naher Zukunft erst zu erreichenden Stand vor Augen haben, und die mehr pessimistische der Kraftwerks-Käufer, also der Elektrizitätsversorgungsunternehmungen, die sich an wirklich vorliegende Kraftwerke oder garantierte Angebote halten, um größere Risiken für ihre Unternehmungen auszuschließen.

Herausgeber und Autoren sind bei der Herstellung des Werkes von vielen Seiten unterstützt worden. Die Herausgeber danken all diesen Stellen zugleich im Namen der Autoren. Insbesondere denjenigen, die uns Abbildungsmaterial zur Veröffentlichung überlassen haben, möchten wir für die damit verbundene Förderung des Werkes unseren Dank aussprechen.

Unser ganz besonderer Dank gilt der United States Atomic Energy Commission, Washington, sowie der McGraw Hill Publishing Comp. Inc., New York, für die großzügige Genehmigung der Wiedergabe zahlreicher Figuren aus ihren Veröffentlichungen. Und nicht zuletzt danken wir dem Verlag, der auf alle unsere Wünsche bezüglich der Gestaltung des Werkes bereitwillig eingegangen ist.

Bonn/Marburg, September 1958

W. Riezler W. Walcher

Hinweise für den Gebrauch des Werkes

Der Gliederung des Werkes ist die Zehnernummerung nach DIN 1421 zugrunde gelegt, die auch bei Hinweisen auf andere Abschnitte benutzt wird. Beispiel: (s. 2.134). Die Zählung der Figuren erfolgt seitenweise. Fig. **30**.2 bedeutet, daß es sich um die 2. Figur auf Seite 30 handelt. In diese Zählung, die das schnelle Auffinden erleichtert, sind die Tabellen einbezogen. Figuren und Tabellen, die für mehrere Abschnitte von Bedeutung sind, werden in einem Tabellenanhang am Schluß des Werkes zusammengestellt. Hinweise auf solche Figuren und Tabellen sind mit einem fettgedruckten **A** und laufender Nummer versehen, z. B. Fig. **A** 1 oder Tab. **A** 16. Im Sachverzeichnis sind Tabellen, Figuren und Anhangtabellen in gleicher Weise kenntlich gemacht.

Die Gleichungen in diesem Buch sind in Form von Größengleichungen geschrieben. Für jeden Buchstaben ist das Produkt aus Maßzahl und Einheit einzusetzen, mit den Einheiten ist ebenso zu rechnen, wie mit den Maßzahlen. Dadurch steht die Wahl der Einheiten frei. Die Gleichungen gelten ebenso für das physikalische wie für das technische Maßsystem. An mehreren Stellen sind Konstante mit ihrem Wert (= Maßzahl × Einheit) in die Gleichungen eingesetzt. Beispiel [Abschn. 3.254 3, Gl. (804)]:

$$\mathsf{b} = \frac{\mathcal{A}_B}{\mathrm{MWd/t}} \frac{10^{-3}}{950} (1 + \alpha)(\mathsf{G} - 1)\,. \tag{I}$$

Setzt man in Gl. (I) den Wert $\mathcal{A}_B$ in MWd/t ein, so kürzt sich die Einheit heraus, und es bleibt nur noch die Maßzahl von $\mathcal{A}_B$ als Faktor stehen. Man kann aber ebensogut $\mathcal{A}_B$ in kWh/kg in Gl. (I) einsetzen. Dann ergibt die Division der Einheiten einen zusätzlichen Zahlenfaktor, der wieder zum richtigen b-Wert führt. Gl. (I) kann auch in der Form

$$\mathsf{b} = \frac{10^{-3}}{950} \frac{\mathrm{t}}{\mathrm{MWd}} \mathcal{A}_B (1 + \alpha)(\mathsf{G} - 1) \tag{II}$$

oder wegen des kommutativen Gesetzes der Multiplikation in der Form

$$\mathsf{b} = \frac{10^{-3}}{950} \mathcal{A}_B (1 + \alpha)(\mathsf{G} - 1) \frac{\mathrm{t}}{\mathrm{MWd}} \tag{III}$$

geschrieben werden. Die auf der rechten Seite von Gl. (II) bzw. Gl. (III) auftretende Einheit hat nichts mit der Einheit der zu berechnenden Größe b zu tun. Die Einheit von b erhält man erst, wenn man in (II) bzw. (III) die Buchstabengrößen durch ihren Wert (= Maßzahl × Einheit) ersetzt und alle Maßzahlen und alle Einheiten zusammengefaßt hat. Beispiel [Abschn. 4.24, Gl. (11)]:

$$\mathcal{N}_{v,F} = 19{,}9 \cdot 10^{-13} N_{v,\mathrm{D}}^2 \, w_{\mathrm{DD}} \, \mathrm{Ws}\,.$$

Die Einheit von $\mathcal{N}_{v,F}$ ist nicht Ws. Für $N_{v,\mathrm{D}} = 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und $w_{\mathrm{DD}} = 0{,}0012\,\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}$ ergibt sich $\mathcal{N}_{v,F} = 0{,}24\,\mathrm{W/cm}^3$.

Einige Gleichungen sind in der Form sog. zugeschnittener Größengleichungen geschrieben [Beispiel: Abschn. 3.41, Gl. (78)]. Man erkennt sie daran, daß jede Größe und jede Zahlenkonstante durch ihre Einheit dividiert ist; einfaches Beispiel:

$$v = \frac{\Delta s/\mathrm{m}}{\Delta t/\mathrm{s}} \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\,.$$

In diesen Gleichungen ist die am Ende stehende Einheit die Einheit der zu berechnenden Größe. Korrekterweise müßte allerdings geschrieben werden:

$$v\Big/\frac{\text{m}}{\text{s}} = \frac{\Delta s/\text{m}}{\Delta t/\text{s}}.$$

Man kann solche Gleichungen in die Form der Größengleichungen (II) bzw. (III) überführen, indem man alle Einheiten zusammenfaßt. Das wird aber häufig unübersichtlich, weil gebrochene Exponenten der Einheiten auftreten.

Nur einige empirische Gleichungen sind nicht als Größengleichungen, sondern als Zahlenwertgleichungen geschrieben. Sie sind daran zu erkennen, daß im dabeistehenden Text die zu verwendenden Einheiten aufgeführt sind [Beispiel: Abschn. 3.4 Gl. (80)].

Im allgemeinen ist das MKS-System verwendet. Die Krafteinheit des technischen Maßsystems ist mit kp bezeichnet, kg bedeutet daher immer Kilogramm-Masse. In diesem Zusammenhang wird darauf hingewiesen, daß im praktischen Sprachgebrauch (z. B. Chemie) häufig das Wort Gewicht für die Masse benutzt wird. Die Druckeinheit ist immer at ($=$ kp/cm²) geschrieben, wenn es sich um eine absolute Druckangabe handelt; bei Überdruck ist atü gesetzt. Zur Darstellung elektrischer Einheiten sind dem MKS-System die Einheiten Volt und Ampere hinzugefügt, d. h. es ist das Praktische Maßsystem verwendet. Die Kilokalorie der Internationalen Dampftafel ist mit kcal_{IT} bezeichnet und hat den Wert 4,1873 Ws.

Die Einheitenbezeichnungen entsprechen den Empfehlungen des AEF. Vielfache und Teile von Einheiten sind demgemäß geschrieben. 10^{-6} m wird daher mit μm (nicht μ), 10^{-9} m mit nm (nicht mμ) abgekürzt. Bei der Schreibweise der Energieeinheit eV bzw. MeV ist durch Kursivdruck der Größe e angedeutet, daß es sich um ein Produkt der Größe „Elektronenladung" $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ As und der Einheit Volt, also um die Energie $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ As · V $= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Ws handelt. Diese Auffassung erleichtert das Rechnen im Sinne von Größengleichungen.

Bei Literaturzitaten werden die Zeitschriftenkurztitel nach DIN 1502, Beiblatt 1, „Internationale Regeln für die Kürzung der Zeitschriftentitel", verwendet. Die Zitate bringen in fetten Ziffern die Bandnummern, sodann in Klammern die Jahreszahl und als letzte Zahl die Seite. Arabische Ziffern in eckigen Klammern (z. B. [2]) weisen auf das Verzeichnis „Zusammenfassende Literatur" hin, das den meisten Abschnitten nachgestellt ist.

Englische Fachausdrücke wurden so weit wie möglich vermieden. An ihre Stelle sind Übersetzungen getreten, die weitgehend mit Empfehlungen eines Ausschusses der Arbeitsgemeinschaft für Kerntechnik (vgl. Die Atomwirtschaft 1957, Heft 11 und 1958, Heft 6) übereinstimmen. Wie weit diese Übersetzungen glücklich und brauchbar sind, kann nur die dauernde Verwendung zeigen. Das Buch soll die Einführung einer verdeutschten Fachsprache fördern. Verbesserungsvorschläge werden dankbar entgegengenommen.

Inhaltsverzeichnis

3 Reaktoren

Übersicht über die Tabellen

Wichtige Abkürzungen

Abkürzungen der in diesem Buch genannten Reaktoren und deren Erläuterungen

(Vgl. auch Tab. **A** 16 und **A** 17.)

Abkürzung	Erläuterung
AMFR	American Machine and Foundry Reactor, USA
APDAR	Atomic Power Development Associates Reactor, USA
BEPO	British Experimental Pile 0, Harwell, England
BORAX	Boiling Experimental Reactor, Arco (Idaho) USA
BSF	Bulk Shielding Facility ≡ Swimming Pool, ORNL, USA
BSR	Bulk Shielding Reactor, ORNL, USA
CP 1	Chicago Pile No. 1, Chicago USA
CP 3	Chicago Pile No. 3, ANL, USA
CP 5	Chicago Pile No. 5, ANL, USA
DIDO	Higher Power Heavy Water Reactor, Harwell, England
EBR	Experimental Breeder Reactor, Arco (Idaho) USA
EBR-II	Experimental Breeder Reactor II, Arco (Idaho), USA
EBWR	Experimental Boiling Water Reactor, ANL, USA
FRM	Forschungsreaktor München
FR 2	Forschungsreaktor Karlsruhe
HRE	Homogeneous Reactor Experiment, ORNL, USA
HRT	Homogeneous Reactor Test, ORNL, USA
HYPO	High Power Homogeneous Reactor, Los Alamos, USA
JEEP	Joint Establishment Experimental Pile, Kjeller, Norwegen
KEWB	Kinetic Experiments on Water Boiler, Santa Susana, Calif., USA
LMFR (E)	Liquid Metal Fuel Reactor (Experiment), BNL, USA
LOPO	Low Power Homogeneous Reactor, Los Alamos, USA
LTSF	Lid Tank Shielding Facility am X 10-ORNL, ORNL, USA
MERLIN	Medium Energy Light Water Moderated Industrial Nuclear Reactor, Harwell, England
MTR	Materials Testing Reactor, Arco (Idaho), USA
NRU	National Research Universal, Chalk River, Canada
NRX	National Research Experimental Reactor, Chalk River, Canada
ORR	Oak Ridge Research Reactor, ORNL, USA
P 2	Pile 2 („Cyrano“), Saclay, Frankreich
PR 2	Power Reactor 2, USSR
PRTR	Plutonium Recycle Test Reactor, USA
PSUR	Pennsylvania State University Reactor, State College, Pa., USA
PWR	Pressurized Water Reactor, Shippingport, Pa., USA
RFT	Russischer Forschungsreaktor, USSR
SCEPTRE	Stabilised Controlled England Pinch Thermonuclear Reaction Experiment
SIR	Submarine Intermediate Reactor, West Milton, N. Y., Schenectady, USA
SPERT	Special Power Excursion Reactor Test, Idaho Falls, Idaho, USA
SR	Savannah River Thermal Test Reactor, USA
SRE	Sodium Reactor Experiment, Santa Susana, Calif., USA
SUPO	Super Power Homogeneous Reactor, Los Alamos, USA
X-10-ORNL	Oak Ridge National Laboratory (CLINTON) Pile, ORNL, USA
WTR	Westinghouse Test Reactor, USA
ZOE	Zero Oxyde d'Uranium Eau Lourde, Chatillon, Frankreich
ZETA	Fusionsgerät der Zero Energy Thermonuclear Assembly, Harwell, England

Kurzbezeichnungen von Instituten, Laboratorien, Gesellschaften, Kommissionen, Firmen, Organisationen, Ämtern usw.

Hierunter sind auch die Kurzbezeichnungen für die Bericht-(Report-)Literatur zu finden. Eine ausführliche Zusammenstellung der Report-Literatur findet man bei F. Weigel, Die Literatur auf dem Gebiete der Kernforschung, Angew. Chemie **69** (1957) 747 bis 753. Wegen des Bezuges der Report-Literatur sei auf die „availability-list" in Nuclear Science Abstracts, die regelmäßig erscheint, hingewiesen.

Abkürzung	Erläuterung
A	Manhattan District Oak Ridge, Tenn., USA
ABA	Aktiebolaget Atomenergi Stockholm, Schweden
ACS	American Chemical Society
AEA	Atomic Energy Authority, England
AEB	Atomic Energy Bureau, Südafrika
AEC	Atomic-Energy Commission, USA
AECB	Atomic Energy Control Board, Canada
AECD	Atomic-Energy Commission Declassified Document
AECL	Atomic Energy of Canada Ltd., Chalk River, Ontario, Canada
AECU	Atomic Energy Commission Unclassified Document
AEF	Aktiebolaget Atomenergie-Forschungsberichte
AEG	Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Frankfurt
AEP	Atomic Electric Project
AERE	Atomic Energy Research Establishment Harwell/Berkshire, England
AI	Atomics International, a Division of North American Aviation. Inc.
AICE	American Institute of Chemical Engineers
AMF	American Machine and Foundry Company
AMRL	Army Medical Research Laboratory, Fort Knox, USA
ANL	Argonne National Laboratory, Chicago, USA
APEX	General Electric Co., Lockland
ASME	American Society of Mechanical Engineers
BMI	Batelle Memorial Institute, Columbia, Ohio, USA
BNL	Brookhaven National Laboratory, Upton, N.Y., USA
BRAB	Building Research Advisory Board
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique, Frankreich
CEAN	Centre d'Études pour les Applications d'Énergie Nucléaire, Brüssel, Belgien
CERN	Centre Européen de la Recherche Nucléaire, Genf
CISE	Centro Informazione Studi Esperienze, Mailand, Italien
CNEA	Comision Nacional de la Energia Atomica, Buenos Aires, Argentinien
CNRN	Comitato Nazionale per le Ricerche Nucleari, Italien
CRP	Chalk River Publication
CU	Columbia University
CRRP	Chalk River Research Report
DAE	Department of Atomic Energy, Indien
DAK	Deutsche Atomenergiekommission
Degussa	Deutsche Gold- und Silber-Scheideanstalt, Frankfurt
DP	Du Pont de Nemours, Savannah River Laboratory, Augusta, Ga.
DVM	Deutsche Versuchsanstalt für Materialprüfungen, Berlin-Dahlem
DVMR-Probe	Deutsche Versuchsanstalt für Materialprüfungen, Rundkerbe-Probe
EOARDC	European Office, Air Research and Development Command
ESAE	European Society for Atomic Energy, London

Abkürzung	Erläuterung
EURATOM	Europäische Atomenergieorganisation
FOM	Stichting voor Fudamenteel Onderzoek der Materie, Holland
GEC	General Electric Company
Genf. Ber.	Proceedings of the International Conference on the Peacefull Uses of Atomic Energy, Genf 1955, United Nations, New York 1956
HW	Hanford Works
IAEA	International Atomic Energy Agency, Wien
ICRP	International Commission on Radiological Protection
ICRU	International Commission for Radiological Units
IDO	Idaho Operations Office (Material Testing Reactor, Station of Phillips Petroleum Company, Arco, Idaho)
IEE	Institut of Electrical Engineers (Brit.)
IFA	Institut für Atomenergie, Norwegen
IMD-Berichte	Institute of Metals Division, herausgegeben vom American Institute of Mining and Metallurgical Engineers
IRE	Institute of Radio Engineers
ISC	Iowa State College
ISIS	International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam 1957
JBNEC	Journal of the British Nuclear Energy Conference
JEN	Junta de Energia Nuclear, Portugal
JENER	Joint Establishment for Nuclear Research, Kjeller, Norwegen
KAPL	Knolls Atomic Power Laboratory, General Electrics, Schenectady, N.Y.
KEMA	Keuring van Electrotechnische Materialien, Holland
LA	Los Alamos Scientific Laboratory (Los Alamos, New Mexico, USA)
LACD	Los Alamos Document Center, USA
LRL	Livermore Research Laboratory
MDDC	Manhattan District Declassified Code
MonP MonC MonH MonN	Monsanto Chemical Company Oak Ridge Project
MPI	Max-Planck-Institut, Reaktorgruppe MPI Göttingen
MTA	California Research and Development Co., Livermore
NAA	North American Aviation, Inc., Canoga Park, Calif.
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NBS	National Bureau of Standards
NDA	Nuclear Development Associates Inc.
NESC	Nuclear Engineering and Science Conference
NNES	National Nuclear Energy Series (McGraw-Hill Book Co., Inc., New York)
NP	Non Project Report (Reports, die nicht im Rahmen eines USAEC-Projekts veröffentlicht wurden)
NSA	Nuclear Science Abstracts
NSSR	Nuclear Science Series Report
NYO	New York Operations Office (USAEC)
OEEC	Organisation for European Economic Cooperation (Europäischer Wirtschaftsrat, Paris)
OKSORT	Oak Ridge School of Reactor Technology, Oak Ridge, Tenn., USA
ORINS	Oak Ridge Institute of Nuclear Studies
ORNL	Oak Ridge National Laboratory
ORO	Oak Ridge Operations Office
RCN	Stichting Reactor Centrum Nederland, Holland
RWE	Rheinisch-Westfälische Elektrizitätswerke AG, Essen

Abkürzung	Erläuterung
SAK	Schweizerische Studienkommission für Atomenergie
SEEN	Syndicat d'Étude d'Énergie Nucléaire, Belgien
SSW	Siemens-Schuckertwerke
TID	Technical Information Division, US Atomic Energy Commission
TIS	Technical Information Service, Oak Ridge, Tenn., USA
UCLA	University of California, Los Angeles, Calif., USA
UCRL	University of California Radiation Laboratory, Berkeley, Calif., USA
UKAEA	United Kingdom Atomic Energy Authority, Rislay, England
UNESCO	United Nations Educational, Scientific and Cultural Organisation
UR	University of Rochester
USAEC	United States Atomic Energy Commission, Washington 25, D. C., USA
WAPD	Westinghouse Atomic Power Division, Westinghouse Electric Corp., Bettis Plant, Pittsburgh
ZETA	Zero Energy Thermonuclear Assembly

Sonstige Abkürzungen

Abkürzung	Erläuterung
AME	Atomare Masseneinheit (1,660 · 10^{-24} g)
DBC	Dibutylcarbitol
HZK	Höchstzulässige Konzentration
HZM	Höchstzulässige Menge
IAT	Ionenaustausch
Kwstoff	Kohlenwasserstoff(e)
LET	linear energy transfer (linearer Energieumsatz)
L-System	Labor-System
ppm	part per million = 10^{-4} %
RBW	Relative Biologische Wirksamkeit
rem	roentgen equivalent man
rep	roentgen equivalent physical
RIP-Prozeß	Resin-in-pulp-Prozeß
SAP	Sinter-Aluminium-Pulver
SIP-Prozeß	Solvent-in-pulp-Prozeß
S-System	Schwerpunkt-System
SP	Spaltprodukte
TBP	Tri-normal-butyl-phosphat
TTA	Thenoyl-trifluor-aceton
U-N	Uranylnitrat
WQ	Wirkungsquerschnitt
WW	Wechselwirkung

Verzeichnis häufig verwendeter Symbole

Weitere Zusammenstellungen von Symbolen finden sich in Abschn. 2.3, S. 227, Abschn. 3.4232, S. 625 und Abschn. 5.12, S. 903.

Lateinische Buchstaben

Symbol	Bedeutung
A	Massenzahl, Atomgewicht
A	Fläche
A	Aktivität (Zerfallzahl/Zeit)
$A(t)$	Aktivität zur Zeit t
A_∞	Sättigungsaktivität
$\mathcal{A}$	Arbeit
$\mathcal{A}_B$	Abbrand = Energie je Masseneinheit Brennstoff in der Zeit t_B
a	anfängliche Konzentration des Spaltstoffs
a	Resonanz-Absorptions-Wahrscheinlichkeit
a	Temperaturleitfähigkeit
B^2	Flußwölbung
B, $\mathfrak{B}$	Magnetische Kraftflußdichte
B, B_e, B_n	Bindungsenergie (Elektron, Neutron usw.)
b	Brutgewinn
b	Zuwachsfaktor
b	Boräquivalent
C	Kapazität
C_p, C_v	Molwärmen
c	Lichtgeschwindigkeit
c	Konzentration
c_{Xe}	Xenon-Konzentration
c_p, c_v	Spezifische Wärme
D	Diffusionskoeffizient
D_B, D_R	— im Brennstoff, Reflektor
d	Dicke
$\mathcal{d}$	Lineare Extrapolationslänge
E	Elastizitätsmodul
E	Energie
E, $\mathfrak{E}$	Elektrische Feldstärke
E_A	kritische Energie nach Brinkmann
E_e	niedrigste Anregungsenergie
E_g	Grenzenergie für Ionisation
E_{sp}	Kritische Energie für Spaltung
E_v	Verlagerungsenergie
E_γ	γ-Energie
e	Basis der natürl. Logarithmen
e	Elementarladung
$\mathcal{E}-1$	Überschußabsorption bzw. Überschußabbremsung
$\mathcal{E}_{sp}$	je Spaltung frei werdende Energie
$\mathcal{E}_{1\,sp}$	je Masseneinheit Spaltstoff frei werdende Energie
F	Frequenzgang
F_R	Frequenzgang der Regelstrecke
F	Fläche
$F(E)$	Stoßzahldichte (= Zusammenstöße / Volumen · Zeit · Energieintervall)
$\mathcal{F}_{Kühl}$	Kühlfläche
$\mathcal{F}$	Absenkungsfaktor
$\mathcal{F}$	Symbol für Fouriertransformierte
$\mathcal{f}$	„Thermische Nutzung" (= Zahl der im Brennstoff eingefangenen therm. Neutronen/Gesamtzahl der absorbierten Neutronen)
$\mathcal{f}'$	Thermische Nutzung unter Berücksichtigung von Giften im Brennstoff
$\mathcal{f}_{res}$	Resonanz-Nutzung
G	Brutausbeute (= Anzahl der entstehenden spaltbaren Kerne /Anzahl der gespaltenen Kerne)
G	Gewicht, Menge
$\dot{G}$	Menge/Zeit
Gr	Grashofsche Zahl
$\mathcal{G}$	Vergiftung (= Σ_{gift}/Σ_B)
$\mathcal{G}_0$, $\mathcal{G}(t)$	Vergiftung im Gleichgewicht während des Betriebs, zur Zeit t
$\mathcal{G}_{grenz}$	Grenzwert von $\mathcal{G}_0$
H, $\mathfrak{H}$	Magnetische Feldstärke
$\mathcal{H}$	Extrapolierte Höhe
h	Plancksches Wirkungsquantum
h	Betriebsstundenzahl je Jahr

Symbol	Bedeutung
$\hbar$	$= h/2\pi$
I	Stromstärke
I_0, I_p	Bessel-Funktionen
i	Imaginäre Einheit
$J, \mathfrak{J}$	Neutronenstromdichte eines gerichteten Neutronenstroms
j	Imaginäre Einheit in der Wechselstromtechnik
$j, \mathfrak{j}$	Stromdichte-Vektor
K	Konversionsverhältnis
K	Kraft
K	Stromerzeugungskosten
K_{Betr}	Betriebskosten
K_{Kap}	Kapitalkosten
k	Multiplikationsfaktor (= Zahl der Neutronen in einer Generation/Zahl der Neutronen in der vorhergehenden Generation)
k_{eff}	Effektiv. Multiplikationsfaktor
$k_{ü}$	$= k_{\text{eff}} - 1$
k'_{eff}	$= k_{\text{eff}}$ mit Giften
k_∞	Multiplikationsfaktor der unendlich ausgedehnten Reaktorstruktur
k	Boltzmann-Konstante
L	Loschmidt-Konstante
L, L_M	Diffusionslänge, — im Moderator
$\mathcal{L}$	Neutronen-Verlust (durch Entweichung und Nichtspaltungs-Einfang)
$\mathcal{L}$	Symbol für Lagrange-Transformierte
l	Mittlere freie Weglänge
M	Molare Masse
M	Neutronenwanderlänge
$\mathcal{M}$	Drehmoment
m	Masse ($m_{\text{p}}, m_{\text{n}}, m_\alpha, m_e \ldots$)
N	Neutronenzahl im Kern
N	Teilchenzahl
N_m	Teilchenzahl/Masse
N_v	Teilchenzahldichte (Zahl/Volumen)
Nu	Nußeltsche Zahl
$\mathcal{N}, \mathcal{N}_v$	Leistung, Leistungsdichte (= Leistung/Volumen)
$\mathcal{N}_{el}$	Elektrische Leistung
$\mathcal{N}_{\text{net}}$	Nettoleistung
$\mathcal{N}_{\text{th}}$	Thermische Leistung
n	Neutronendichte
$n(E)\,\mathrm{d}E$	Neutronendichte in $E \cdots E + \mathrm{d}E$
$P = k_{\text{eff}}/k_\infty$	Nichtentweich-Wahrscheinlichkeit
$P, \mathfrak{P}$	Impuls, Bewegungsgröße
Pr	Prandtlsche Zahl
p	Druck
$p, p(E)$	Resonanzdurchlaß-Wahrscheinlichkeit
Q	$= \overline{l^2}/\bar{l}^2$, wenn l = Länge der Neutronenbahn im Kühlkanal
Q	Quellstärke
q	Bremsdichte (Neutronenzahl/Volumen · Zeit)
q_a	— im Absorptionsmedium
$q(E)$	— je Energieintervall
$q(t, \mathfrak{r})$	— zur Zeit t an der Stelle $\mathfrak{r}$
R, r	Radius
Re	Reynoldssche Zahl
$\mathcal{R}$	Extrapolierter Radius
$r, \mathfrak{r}$	Radiusvektor
r_1, r_2	Feste Radien
S	Zahl der Spaltungen je Volumeinheit des Brennstoffs in t_B
S	Quellstärke der Neutronen
s_g	Maximale Anzahl von sekundären Frenkeldefekten
s_1	Zahl der primären Frenkeldefekte
$\bar{s}_2$	Mittlere Zahl der sekundären Frenkeldefekte
T	Absolute Temperatur
T_{Reakt}	Reaktor-Zeitkonstante
$T^1/_2$	Halbwertszeit
t	Zeit
t_B	Brennstoffeinsatzdauer
U	Spannung
U_B	Brennstoffausnutzung = Bruchteil des Brennstoffs, der in t_B gespalten wird
V	Verstärkung
$V, \dot{V}$	Volumen, Volumen/Zeit
$\mathcal{V}$	Neutronenverlust im Konstruktionsmaterial
$v, \mathfrak{v}$	Geschwindigkeit
$w, \mathfrak{w}$	Geschwindigkeit
Z	Kernladungszahl
Z	Ladungszahl irgendeines Teilchens

Griechische Buchstaben

Symbol	Bedeutung
α	Zinsfaktor
α	Temperaturkoeffizient der Reaktivität
$\alpha = s_e/s_{\text{sp}}$	Verhältnis Nichtspaltung/Spaltung in reinem spaltbarem Material

α	Linearer Ausdehnungskoeffizient
$\bar{\alpha}$	$= (A - 1)^2/(A + 1)^2$
α_w, α'	Wärmeübergangszahl
β	Bruchteil der verzögerten Spaltungsneutronen
β_i	— der $i$ten Art
Γ	Halbwertsbreite einer Resonanzstelle oder eines Zustandes $= \hbar\,\lambda$
Γ_n, Γ_γ	usw. Halbwertsbreite infolge n- oder γ-Emission
γ	Spaltausbeute
γ	Abfallkonstante im Exponentialreaktor z. B. der Neutronenflußdichte
δ	Diracsche Deltafunktion
ε	Vermehrungsfaktor für schnelle Neutronen
η	Zahl der schnellen Spaltneutronen je im Brennstoff eingefangenem Neutron
η	Zähigkeit
η	Wirkungsgrad
η_{ges}	Gesamtwirkungsgrad
η_{id}	Wirkungsgrad des idealen Arbeitsprozesses
η_{T}	Wirkungsgrad des Turbosatzes
η_{E}	Eigenbedarfswirkungsgrad
ϑ	Celsiustemperatur
$\varkappa$	Kosten
$\varkappa$	Reziproke Diffusionslänge
$\vec{\Lambda}$	Einheitsvektor der Neutronengeschwindigkeit
λ	Zerfallskonstante (Zerfallswahrscheinlichkeit in der Zeiteinheit)
λ	Rohrreibungszahl
$\bar{\lambda}$	Mittlere freie Weglänge
$\bar{\lambda}_a$, $\bar{\lambda}_s$, $\bar{\lambda}_{tr}$	— — — für Absorption, Streuung, Transport
λ_w	Wärmeleitfähigkeit
μ	Linearer Absorptionskoeffizient
$\mu = \cos\vartheta$	Richtungskosinus
$\bar{\mu}_0$	Gemittelter Kosinus des Neutronen-Streuwinkels
μ_E	Energieabsorptionskoeffizient
$_m\mu_E$	Massenenergieabsorptionskoeffizient
ν	Kinematische Zähigkeit
$\bar{\nu}$	Mittlere Anzahl der bei einer Spaltung entstehenden Neutronen
ξ	Mittleres logarithmisches Energiedekrement je Stoß
ϱ	Dichte
$\varrho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} = \frac{k_{\ddot{u}}}{k_{\text{eff}}}$	Reaktivität
ϱ	spezifischer elektrischer Widerstand
$\Sigma = \sigma \cdot N_v$	Makroskopischer Wirkungsquerschnitt
Σ_{aR}	Makroskopischer Absorptionsquerschnitt im Reflektor
σ	Wirkungsquerschnitt
τ	Mittlere Lebensdauer
τ_g	Neutronengenerationsdauer
$\bar{\tau}$	Fermi-Alter
$\bar{\tau}\,(E)$	— von Neutronen der Energie E
$\bar{\tau}_{\text{th}}$	— thermischer Neutronen
Φ	Neutronenflußdichte (Neutronenzahl/Fläche · Zeit)
$\bar{\Phi}$	—, mittlere
$\Phi\,(E)$	— als Funktion von E
Ω, dΩ	Raumwinkel, Raumwinkelelement
ω	Winkelgeschwindigkeit

Indizes

Reakt	Reaktor	sp	spalt
K	Kern	res	resonanz
M	Moderator	th	thermisch
B	Brennstoff	e	einfang
R	Reflektor	a	absorption
S	Abschirmung	s	streu
St	Bau-, Werk- } Stoff	tr	transport
		kr	kritisch
Kühl	Kühlmittel	g	generation
C	Hülse	br	brems
A	Absorber	un	unelastisch
K	Kühlkanal		
H	Heizfläche		
T	total		

Indizierung für Isotope: z. B. σ_{25} bedeutet $\sigma(U^{235}_{92})$ erste Ziffer = letzte Ziffer der Ordnungszahl, zweite Ziffer = letzte Ziffer der Massenzahl.

1 Kernphysikalische Grundlagen

1.1 Einführung in die Kernphysik*)

1.11 Geschichtliche Entwicklung

Die Erkenntnisse über die Nutzbarmachung der Kernenergie werden für die Geschichte der Menschheit vielleicht eine ähnliche Bedeutung erlangen, wie vor vielen Jahrtausenden die Entdeckung der nützlichen Eigenschaften des Feuers. Durch die Entdeckung der Kernspaltung wurde das Wissensgebiet der Kernphysik, das bis dahin noch eine Liebhaberei verhältnismäßig weniger Gelehrter war, zu einem wirtschaftlichen und politischen Faktor ersten Ranges.

1896 fand der Franzose Becquerel in der Radioaktivität die erste physikalische Erscheinung, die, wie wir heute wissen, unmittelbar auf Prozesse zurückzuführen ist, die in den Atomkernen ablaufen. Die Existenz eines Kernes wurde 1911 von dem Neuseeländer Rutherford aus Versuchen von Geiger und Marsden über die Streuung von Alpha-Teilchen erschlossen. 1919 gelang demselben Rutherford die erste künstliche Kernumwandlung. Trotz des enorm großen Energieumsatzes im Einzelprozeß, verglichen mit dem bei einer chemischen Reaktion, schien eine praktische Ausnützung dieser Vorgänge aussichtslos. Auch die Entdeckung des Neutrons 1932 durch Chadwick, einen Mitarbeiter Rutherfords, änderte daran nichts Wesentliches.

Erst die Entdeckung der Kernspaltung durch die Deutschen Hahn und Strassmann 1939 gab den Anstoß zu einer unerhört schnellen technischen Entwicklung. Schon wenige Wochen nach der Hahnschen Entdeckung hatte man in zahlreichen Laboratorien der ganzen Erde gezeigt, daß bei dieser Kernspaltung riesige Energiebeträge freigesetzt werden. Der Franzose Joliot und seine Mitarbeiter fanden noch im gleichen Jahr, daß bei einer Kernspaltung, die durch ein Neutron ausgelöst wird, etwa drei neue sekundäre Neutronen entstehen. Damit war die Möglichkeit für eine Kettenreaktion gegeben, wenn es nur gelang, die entstehenden Neutronen so zu leiten, daß im Durchschnitt je eines aus einer Spaltung wieder eine neue Spaltung einleitete.

In dem Augenblick, wo diese physikalischen Erkenntnisse eine weitreichende technische Entwicklung ermöglichten, begann der zweite Weltkrieg. Durch ihn wurde die Entwicklung zweifellos außerordentlich beschleunigt, aber auch teilweise auf unheilvolle Bahnen gelenkt. Auf beiden Seiten arbeitete man an der Aufgabe, die in den Atomkernen gebundene Energie freizusetzen, um sie entweder für Antriebszwecke oder als Explosionsmittel verwenden zu können. Vor allem in den USA begann eine technische Entwicklung, die wohl kein Vorbild in der Geschichte hat. Am 2. Dezember 1942 setzte der italienische Emigrant Fermi in Chicago den ersten Reaktor in Betrieb. Aber erst durch die Explosion von Atombomben im August 1945 erhielt die breite Öffentlichkeit Kenntnis von einem Teil der Entwicklung der Kernphysik in den vorangegangenen Jahren. Hier sei daran erinnert, daß auch die erste Wärmekraftmaschine die Kanone war. Heute wäre das Leben der Kulturstaaten ohne Wärmekraftmaschinen nicht mehr zu denken. Die gesteuerte Freisetzung von Kernenergie im sogenannten Reaktor wird sich mit Sicherheit zum Segen der Menschheit auswirken. Sie ist das einzige Mittel, mit dem wir die heute schon bemerkbare und von Jahr zu Jahr stärker werdende Energielücke wieder schließen können.

*) Verfaßt von W. Riezler, Bonn.

1.12 Aufbau von Atom und Kern

1.121 Atomhülle

Um die Funktionsweise von kerntechnischen Anlagen zu verstehen, muß man sich einige Ergebnisse aus der Grundlagenforschung der Kernphysik in Erinnerung rufen, die in den folgenden Abschnitten kurz zusammengefaßt werden sollen.

Atome haben einen Durchmesser in der Größenordnung 10^{-8} cm. Sie bestehen aus einer Hülle von elektrisch negativ geladenen Elektronen und einem positiv geladenen Kern mit einem Durchmesser in der Größenordnung 10^{-12} cm, also nur einem Zehntausendstel vom Durchmesser der Atomhülle, in dem nahezu die ganze Masse des Atoms enthalten ist. Die Hülle kann durch Energiezufuhr oder durch Wechselwirkung mit anderen Atomhüllen verändert werden. Das erstere geschieht bei der optischen Anregung und bei der Ionisierung, das letztere bei der chemischen Bindung. Die dabei umgesetzten Energien liegen im allgemeinen in der Größenordnung von wenigen Elektronvolt pro Atom, nur bei der Ionisierung der inneren Elektronenschalen schwerer Elemente können Werte bis zu hunderttausend Elektronvolt erreicht werden. Bei chemischen Bindungen werden jedoch immer nur die äußersten Elektronen beeinflußt. Der Energieumsatz bei chemischen Reaktionen liegt daher in der Größenordnung einiger Elektronvolt pro Atom oder einiger zehntausend Kalorien pro Mol, denn ein Elektronvolt pro Molekül ist gleich 23000 Kalorien pro Mol.

1.122 Atomkern

Wenn sich Atomkerne berühren, exakt ausgedrückt, wenn die Abstände ihrer Mittelpunkte so klein werden wie ihre Durchmesser, dann finden regelmäßig Reaktionen zwischen ihnen statt. Solche Berührungen zwischen Kernen finden aber unter den an der Erdoberfläche normalerweise herrschenden Bedingungen praktisch nicht statt. Die elektrische Ladung der Kerne verhindert durch die Coulombsche Abstoßung eine allzustarke gegenseitige Annäherung. Daher beobachten wir ohne besondere Vorrichtungen in unserer näheren Umgebung keine Reaktionen zwischen Atomkernen. Wir können solche aber in Laboratorien erzwingen, indem wir Atomkerne mit sehr großer Geschwindigkeit gegeneinander laufen lassen. Dann reicht unter Umständen ihre kinetische Energie aus, um die Abstoßungskräfte zu überwinden, so daß eine Kernberührung zustande kommt. In diesen Fällen treten regelmäßig Kernreaktionen auf. Die dabei umgesetzte Energie ist im Mittel etwa eine Million mal größer als der zwischen Atomhüllen bei chemischen Reaktionen umgesetzte Energiebetrag. Sie liegt beim einzelnen Prozeß in der Größenordnung Millionen Elektronvolt (M*e*V) statt Elektronvolt (*e*V), umgerechnet also bei einigen zehn Milliarden Kalorien pro Mol. Die hohe Geschwindigkeit, die notwendig ist, um geladene Kerne zur Berührung zu zwingen, erreicht man im Laboratorium mit Hilfe sogenannter Teilchenbeschleuniger, solche sind Zyklotron, Synchrotron und Linearbeschleuniger.

Wenn die so beschleunigten Atomkerne auf Materie treffen, verlieren die meisten von ihnen ihre kinetische Energie bereits durch Effekte in den Hüllen der durchschossenen Atome und stoßen überhaupt nicht mit anderen Kernen zusammen. In den günstigsten Fällen wird unter tausend schnellfliegenden Kernen einer einem anderen Kern so nahe kommen, daß er mit ihm reagieren kann. Meist ist die Ausbeute aber noch um mehrere Größenordnungen niedriger. Eine bessere Ausbeute würde man erhalten, wenn der stoßende Kern seine hohe Geschwindigkeit durch extrem hohe Temperatur der ihn umgebenden Materie erhalten hätte. Man kann ausrechnen, daß für Berührung der leichtesten, also elektrisch am niedrigsten geladenen Kerne, wie insbesondere Wasserstoff oder Lithium, eine Temperatur in der Größenordnung hundert Millionen Grad notwendig wäre, um in technisch interessantem Maß Kern-

reaktionen zu erhalten. Bei der Temperatur im Sonneninnern von rund fünfzehn Millionen Grad ist die Energieproduktion durch Kernumwandlungen, die die gesamte Sonnenwärme liefert, pro Gramm Materie etwa um einen Faktor 30 geringer als die Energieproduktion durch chemische Umwandlungen in derselben Masse eines lebenden Tieres.

Praktisch war es bisher nicht möglich, Anlagen zu bauen, in denen durch hohe Temperaturen eingeleitete Reaktionen zwischen geladenen leichten Kernen zu nützlicher Energieerzeugung ausgenutzt werden. Als Fernziel haben sich jedoch zahlreiche Forschergruppen die Konstruktion von sogenannten „Fusionsreaktoren“ gesteckt.

1.123 Neutron

Eine Sorte von Atomkernen wird durch die elektrische Abstoßung nicht behindert, nämlich die sogenannten Neutronen. Neutronen sind Elementarteilchen, die die Masse eines Wasserstoffkerns haben, aber elektrisch ungeladen sind und daher auch keine Atomhülle bilden können. Sie bewegen sich praktisch ungehindert durch die Hüllen anderer Atome hindurch, bis sie einmal mit einem Kern zusammenstoßen.

Da sie infolge ihrer fehlenden elektrischen Ladung keine Coulombsche Abstoßung erfahren und so sehr leicht mit anderen Kernen reagieren, kommen Neutronen normalerweise in der Natur nicht vor, wenn sie nicht unmittelbar vorher durch eine Kernreaktion gebildet worden sind.

Es gibt nun eine bestimmte Klasse von Kernreaktionen, die durch Neutronen ausgelöst werden, die sogenannten Kernspaltungen, bei denen im Elementarprozeß mehr als ein neues Neutron erzeugt wird. Unter bestimmten Voraussetzungen, deren Darlegung der wesentliche Inhalt dieses Buches ist, kann man die neuentstandenen Neutronen so leiten, daß im Durchschnitt je eines aus einer Spaltung wieder eine neue Spaltung hervorruft. Man erhält so Reaktionsketten, die ohne äußere Neutronenzufuhr oder Energiezufuhr weiterlaufen. Da mit jeder Spaltung gleichzeitig ein sehr großer Energiebetrag freigesetzt wird, rund 200 MeV pro gespaltenem Atom oder etwa 5 Billionen[1]) Kalorien pro Mol, ist durch die Kernspaltung der Schlüssel zur Nutzbarmachung der in den schwersten Atomkernen enthaltenen Energien gegeben.

1.13 Systematik der Kerne

1.131 Kernaufbau

Nach unserer heutigen Auffassung sind die Atomkerne aus zwei Sorten von Elementarteilchen aufgebaut, den Protonen und den Neutronen. Man bezeichnet diese beiden Teilchen mit dem Sammelbegriff „Nukleonen“. Die Gesamtzahl der Nukleonen in einem Kern bestimmt seine Massenzahl A, die Zahl Z der Protonen allein seine elektrische Ladung $\mathsf{Z} \cdot e$ (e ist die elektrische Elementarladung) und damit die Stellung des aus diesem Kern gebildeten Elements im periodischen System. Die Ordnungszahl eines Elements im periodischen System ist daher identisch mit der Zahl Z der Protonen im Kern. Die Zahl der Neutronen ist dann $\mathsf{N} = \mathsf{A} - \mathsf{Z}$.

Alle Nukleonen üben aufeinander anziehende Kräfte mit kleiner Reichweite aus, nur zwischen den Protonen wirken außerdem durch die elektrische Ladung abstoßende Kräfte mit verhältnismäßig großer Reichweite. Die erste Art von Kräften ergibt eine positive Bindungsenergie, die angenähert der Masse des betreffenden Kernes proportional ist. Die zweite Art ergibt ein negatives Zusatzglied, dessen Größe proportional dem Quadrat der Kernladung ist. Die stabilsten Kerne liegen bei den leichten Elemen-

[1]) In den meisten europäischen Sprachen, auch im Englischen, ist 1 Billion $= 10^{12}$; im amerikanischen Englisch ist 1 Billion $= 10^9$.

ten in der Gegend, wo Protonenzahl und Neutronenzahl gleich sind; bei den schweren Kernen muß wegen der Coulombschen Abstoßung die Neutronenzahl größer sein als die Protonenzahl.

Zu jeder Protonenzahl gibt es eine ganze Reihe von möglichen Neutronenzahlen, die einen festen Kernverband bilden können. Es gibt also zu jedem Element eine Reihe von Kernen mit verschiedenen Kernmassen. Atome mit verschiedenen Massenzahlen, aber gleicher Kernladung, bezeichnet man als Isotope.

Ein fester Kernverband ist immer dann gebildet, wenn man Energie aufwenden müßte, um ein Neutron oder Proton aus dem Kern zu entfernen. Dies bedeutet jedoch noch nicht, daß der betreffende Kern stabil ist. Er kann sich unter Umständen durch einen radioaktiven Übergang, insbesondere durch Umwandlung eines Neutrons in ein Proton oder umgekehrt, in einen anderen Kern verwandeln. Für alle diese Kerne ist die Wahrscheinlichkeit dieses Übergangs pro Zeiteinheit, die sogenannte Zerfallskonstante, charakteristisch. Sie ist umgekehrt proportional der Halbwertszeit. Wir werden in 1.151 näher darauf eingehen.

Durch Masse und Ladung ist der Grundzustand eines Atomkerns schon eindeutig bestimmt. Seine weiteren Eigenschaften liegen damit fest, z. B. der Kernspin, das ist anschaulich der Drehimpuls eines Kernes. Sein Wert ist immer ein ganz- oder halbzahliges Vielfaches von $h/2\pi$. h ist eine Einheit für den Drehimpuls, die zahlenmäßig gleich dem Planckschen Wirkungsquantum ist. Weitere Eigenschaften des Kernes sind sein magnetisches und sein elektrisches Moment, die anschaulich ein Maß für den Bewegungszustand und die Verteilung der elektrischen Ladungen im Kern und damit für die ihn umgebenden magnetischen und elektrischen Mikrofelder sind. Auf die letzteren Eigenschaften wird im folgenden nicht näher eingegangen.

1.132 Stabile und radioaktive Kerne

Da ein Kern in seinem Grundzustand durch zwei Parameter festgelegt ist, kann man alle Kerne in ein zweidimensionales Schema einordnen, wie dies in Fig. **A** 1[1]) geschehen ist. Man sieht, daß die stabilen Kerne alle ganz nahe an einer Kurve liegen, die für Kerne kleinerer Ladung etwa unter 45° verläuft und nachher etwas steiler ansteigt, d. h., für niedrige Kernladungen sind in einem stabilen Kern Neutronenzahl und Protonenzahl angenähert gleich, später überwiegt die Neutronenzahl. Kerne, die oberhalb der stabilen Kurve liegen, also für ihre Masse zu große Neutronenzahlen haben, senden im allgemeinen elektrisch negativ geladene Elektronen aus. Kerne unterhalb der Kurve, also solche mit zu großer Protonenzahl, emittieren positiv geladene Elektronen, sogenannte Positronen, oder sie nehmen ein Elektron aus ihrer Hülle auf. Die ersten beiden Vorgänge bezeichnet man als Beta-Strahlung, den letzteren als inverse Beta-Umwandlung. Die zum letzteren Prozeß gehörigen Kerne nennt man auch K-Strahler, da man bei ihrer Umwandlung vor allem die Röntgen-K-Strahlung beobachten kann, gelegentlich allerdings auch nur die L-Strahlung, die sekundär in der Atomhülle beim Wiederauffüllen der durch das eingefangene Elektron entstandenen Lücke entsteht. Die schwersten Kerne sind alle nicht mehr stabil. Sie wandeln sich vor allem durch Alpha-Strahlung um, der auch Beta-Strahlung oder Elektroneneinfang überlagert sein kann. Bei der Alpha-Strahlung spaltet der Kern einen Heliumkern ab. Bei den allerschwersten Kernen kommt die spontane Spaltung dazu, die in einzelnen Fällen die genannten Umwandlungsarten überwiegt.

Der Kern ist wie die Atomhülle imstande, bestimmte diskrete Energiebeträge aufzunehmen. Man nennt einen Kern, dessen Energieinhalt höher ist als im Grundzustand, einen angeregten Kern. Angeregte Kerne geben regelmäßig nach einer gewissen Zeit ihre Anregungsenergie wieder ab und gehen teils direkt, teils über weniger hoch angeregte Zwischenzustände in den Grundzustand über. In den meisten Fällen erfolgen

[1]) Der Zusatz **A** bedeutet, daß diese Figur im Anhang des Buches zu finden ist.

diese Übergänge durch Aussendung von Gamma-Strahlung innerhalb extrem kurzer Zeiten, die besonders häufig in der Größenordnung 10^{-12} Sekunden liegen. In bestimmten Fällen können diese Zeiten jedoch wesentlich länger sein und bequem meßbare Größen erreichen, mitunter Stunden oder Tage. In den letzteren Fällen bezeichnet man die angeregten Kerne als Isomere zu den Kernen im Grundzustand.

1.14 Masse und Bindungsenergie

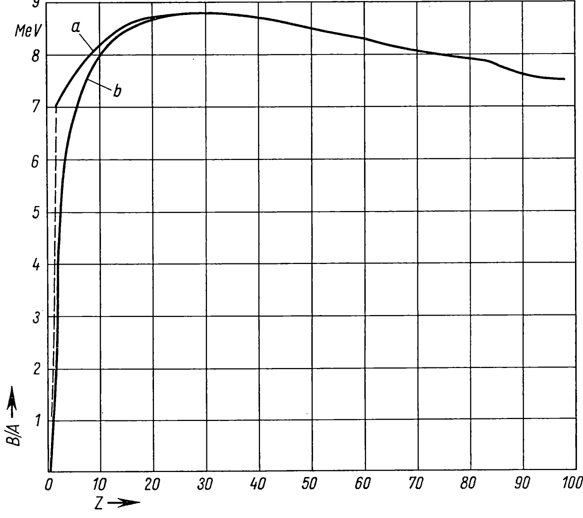
Als atomare Masseneinheit definiert man in der Physik ein Sechzehntel der Masse eines Sauerstoffatoms O^{16}. Die Massen aller Kerne sind angenähert ganzzahlige Vielfache von dieser Einheit, die entsprechende ganze Zahl ist identisch mit der Zahl der im Kern enthaltenen Nukleonen. Genaue Messungen zeigen aber doch deutliche Abweichungen von der Ganzzahligkeit. Für Massenzahlen unter 16 ist die Masse regelmäßig etwas zu groß, zwischen 20 und rund 180 zu klein, für größere Massenzahlen als 180 wieder zu groß. Dies kommt daher, daß bei der Bindung der Protonen und Neutronen aneinander im Kernverband eine beträchtliche Energie frei wird. Nach der von Einstein aufgestellten allgemeinen Äquivalenzbeziehung zwischen Energie und Masse

$$E = mc^2 \tag{1}$$

(E Energie, m Masse, c Lichtgeschwindigkeit) muß diese Bindungsenergie einen Massendefekt verursachen. Das gilt übrigens nicht nur für Kerne, sondern auch für chemische Verbindungen, nur wirkt sich hier die Bindungsenergie erst in der neunten Dezimalen auf die Masse aus und ist daher selbst mit den empfindlichsten Waagen heute der Messung noch nicht zugänglich. Die Kernbindungsenergien sind millionenmal größer als die Molekülbindungsenergien, zeigen sich also bei der Masse schon in der dritten Dezimalen und sind daher verhältnismäßig leicht durch direkte Massenbestimmungen nachzuweisen. Die gesamte Bindungsenergie eines Kernes ist gegeben durch

$$B = (\mathsf{Z} m_p + \mathsf{N} m_n - m_K)\, c^2 \tag{2}$$

(m_p Masse des Protons, m_n Masse des Neutrons und m_K Masse des betreffenden Kernes). Die durchschnittliche Bindungsenergie pro Nukleon in einem Kern ist demnach B/A. Der Verlauf der Kurve B/A ist in Fig. **5.1** dargestellt. Man sieht, daß die Kurve zunächst ansteigt, bei $\mathsf{Z} = 30$ ein sehr flaches Maximum erreicht und bei den höchsten Atommassen wieder merklich abfällt. Aus der Kurve kann man ohne



5.1 Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von der Kernladung (a gerade, b ungerade Massenzahlen)

weiteres erkennen, daß Bindungsenergie freigesetzt, also gewonnen werden kann, erstens durch Zusammenfügen sehr leichter Kerne, besonders Wasserstoff zu etwas schwereren Kernen, und zweitens durch Spaltung schwerster Kerne.

Bei der Bindung einzelner Nukleonen an einen leichteren oder mittelschweren Kern werden etwa 8 bis 9 MeV frei. Auf solchen Effekten beruht die vor allem in Fixsternen auftretende Energieproduktion durch Kernverschmelzung oder Fusion. Wenn auch die theoretischen Grundlagen weitgehend bekannt sind, kennen wir doch heute noch keinen technisch gangbaren Weg, um die Fusionsenergie praktisch für nützliche Zwecke zu verwenden. Auf der anderen Seite wird durch die Spaltung schwerster Kerne Energie frei. Eine solche Spaltung kann so erfolgen, daß die beiden Teilstücke extrem verschiedene Massen haben. Das eine Bruchstück ist dann regelmäßig ein Heliumkern. Diese spontan bei vielen radioaktiven Stoffen auftretende Emission eines Heliumkernes nennt man, wie eben schon erwähnt wurde, Alpha-Strahlung. Hierbei wird bei den schweren Kernen eine Energie zwischen 4 und 8 MeV frei. In anderen Fällen kann die Spaltung in zwei Bruchstücke von vergleichbarer Masse erfolgen. Die dabei frei werdende Energie liegt bei den schweren Kernen in der Größenordnung 200 MeV. Auf diesem Effekt beruhen alle bis heute gebauten Kernreaktoren. Wir werden in Abschnitt 1.2 ausführlich auf diese eigentliche Kernspaltung eingehen. Aus vielen Kernen wird spontan Energie dadurch freigesetzt, daß einer der in 1.153 erwähnten Beta-Prozesse auftritt.

1.15 Radioaktive Umwandlungen

1.151 Zerfallsgesetze

Bei allen radioaktiven Kernprozessen, Alpha-Umwandlungen, Beta-Umwandlungen, Gamma-Strahlung und spontaner Spaltung, gilt, daß die Umwandlungsrate für einen bestimmten Kern unabhängig von der Vorgeschichte und, mit einer gewissen Ausnahme bei der inversen Beta-Umwandlung, unabhängig von irgendwelchen äußeren Bedingungen verläuft. Von N verschiedenen gleichartigen radioaktiven Kernen wandeln sich in der Zeiteinheit $N\lambda$ Kerne um; die Größe λ bezeichnet man als die Zerfallskonstante. Sie ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kern innerhalb einer Zeiteinheit zerfällt. Formelmäßig läßt sich diese Beziehung folgendermaßen ausdrücken:

$$\mathrm{d}N/\mathrm{d}t = -N\lambda. \tag{3}$$

Daraus folgt durch Integration

$$N = N_0\,\mathrm{e}^{-\lambda t}. \tag{4}$$

N_0 ist die Teilchenzahl zur Zeit $t = 0$. Man sieht daraus, daß $1/\lambda = \tau$ gleich derjenigen Zeit ist, nach der noch der e-te Teil der ursprünglich vorhandenen Kerne nicht umgewandelt ist. τ ist zugleich die mittlere Lebensdauer der betreffenden Kernart. Häufig verwendet man daneben den Begriff der Halbwertszeit, das ist die Zeit, in der die Hälfte der ursprünglich vorhandenen Kerne umgewandelt wird. Die Halbwertszeit $T_{1/2}$ ist identisch mit der wahrscheinlichen Lebensdauer. Wie man leicht nachrechnet, gilt

$$T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 = 0{,}693\,\tau.$$

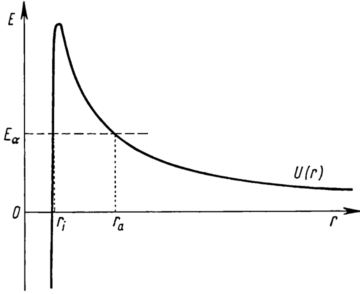
In manchen Fällen gibt es für einen bestimmten Kern mehrere Möglichkeiten der radioaktiven Umwandlung, z. B. entweder Alpha- oder Beta-Umwandlung. Liegen zwei Möglichkeiten vor, so spricht man von „dualem Zerfall“. In diesen Fällen läßt sich für jeden Prozeß eine eigene Zerfallskonstante $\lambda_1, \lambda_2, \ldots$ angeben. Die gesamte Zerfallskonstante ist dann die Summe $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \ldots$ Die mittlere Lebensdauer der Kerne ist wieder $\tau = 1/\lambda$.

1.152 Alpha-Strahlung

Bei der Alpha-Strahlung wird vom Kern ein elektrisch positiv geladener Heliumkern abgelöst. Beim Austreten aus dem Kern muß dieses Alpha-Teilchen einen Potentialwall überwinden (Fig. 7.1). Die Wahrscheinlichkeit dafür ist nach einer von Gamow aufgestellten quantenmechanischen Formel in erster Näherung

$$\lambda = \exp\left(-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{h}\int_{r_i}^{r_a}\sqrt{U(r)-E_\alpha}\,\mathrm{d}r\right). \quad (5)$$

Dabei ist $U(r)$ das Potential im Abstand r vom Kernmittelpunkt, r_a und r_i sind die Radien, für die $U(r) = E_\alpha$, m ist die Masse des ausgesandten Teilchens und h das Plancksche Wirkungsquantum. Daraus folgt, daß die Halbwertszeit bei Kernen mit etwa gleichem Radius angenähert dem Logarithmus der Zerfallsenergie proportional ist, ein Gesetz, das Geiger und Nuttal schon im Jahre 1911 gefunden haben.

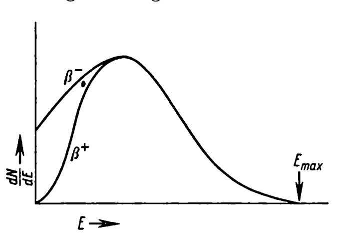


7.1 Schema eines Potentialwalls für Alpha-Strahlung

Alpha-Teilchen, die von einer bestimmten Kernsorte ausgesandt werden, haben im allgemeinen einheitliche Energie und einheitliche Reichweite. Gewisse Ausnahmen treten auf, wenn der neugebildete Kern zunächst in einem angeregten Zustand entsteht.

1.153 Beta-Umwandlungen

Im Gegensatz dazu tritt bei der Beta-Strahlung bei gleichartigen Kernen als Strahlern eine kontinuierliche Verteilung der Elektronenenergien auf, die bei einer für jeden Strahler charakteristischen Maximalenergie abbricht. Fig. 7.2 zeigt schematisch ein typisches Beta-Spektrum. Diese Energieverteilung kommt daher, daß zugleich mit dem Elektron noch ein weiteres Teilchen, ein sog. Neutrino, ausgesandt wird, das den fehlenden Energiebetrag mitführt. Es ist aber wegen seiner geringen Wechselwirkung mit Materie nur sehr schwer beobachtbar und hat daher keine praktische Bedeutung. Wie schon erwähnt, treten je nach Art des Strahlers Elektronen mit negativem oder positivem Ladungsvorzeichen auf. Die letzteren sind in Gegenwart von Materie nicht stabil, sondern „zerstrahlen" zusammen mit einem Elektron zu zwei Gamma-Quanten von je 0,51 MeV, dem Energieäquivalent ihrer Masse. Die gleiche Umwandlung, die durch Aussendung eines Positrons vor sich geht, kann auch durch Aufnahme eines äußeren Elektrons in den Kern erfolgen. Auch hierbei wird ein Neutrino emittiert; diese Neutrinostrahlung muß homogene Energie haben. Direkt beobachtbar ist bei diesem Prozeß nur die Emission einer Röntgenstrahlung, die beim Wiederauffüllen der durch das eingefangene Elektron entstandenen Lücke in der Atomhülle entsteht.

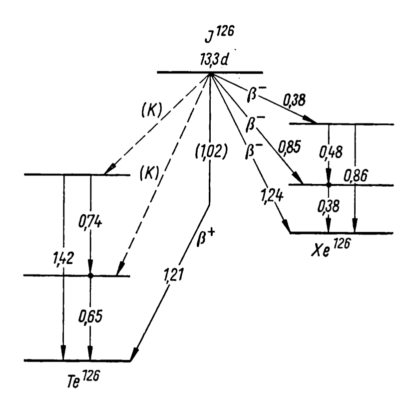


7.2 Energieverteilung der Elektronen beim Beta-Zerfall (schematisch). Durch den Einfluß des Coulomb-Feldes unterscheiden sich die Kurven für β^+ und β^- bei niedrigen Energien

1.154 Gamma-Strahlung und verzögerte Neutronenstrahlung

Die durch Beta-Strahlung entstehenden Tochterkerne sind in sehr vielen Fällen angeregt und geben ihre Energie in Form von Gamma-Strahlung ab. Beta-Strahlung ist daher recht häufig mit Gamma-Strahlung verbunden. Träger der Gamma-Strahlung sind Photonen (Lichtquanten) mit verhältnismäßig hoher Energie. Nicht selten kommt es vor, daß der Kern gar kein Gamma-Quant emittiert, sondern seine Anregungsenergie bereits durch direkte Wechselwirkung mit der Atomhülle, durch sog. „innere Umwandlung", auf ein Hüllenelektron überträgt. Was man beobachtet, ist dann die Aussendung eines Elektrons mit hoher kinetischer Energie.

Eine bestimmte Kernsorte strahlt immer ein Spektrum von einigen wenigen diskreten Energiewerten ab. Dies kommt daher, daß die Kerne wie die Atomhülle nur bestimmte diskrete Energiezustände annehmen können. Es ist üblich, diese Energiewerte durch sog. Termschemata darzustellen, wobei die Höhe über dem Grundzustand ein Maß für die Anregungsenergie ist. Ein Beispiel zeigt Fig. **8.1**. Der radioaktive Kern J^{126} wandelt sich entweder durch Elektronenstrahlung in Xe^{126} oder durch Elektroneneinfang oder durch Positronenstrahlung in Te^{126}. Im ersten Fall können durch Beta-Strahlung drei verschiedene Zustände des Kerns Xe^{126} gebildet werden, von denen der mittlere direkt, der obere zum Teil direkt, zum Teil durch eine Kaskade über den mittleren Zustand in den stabilen Grundzustand übergeht. Durch die Positronenstrahlung wird immer der Grundzustand von Te^{126} gebildet. Die Positronen treten daher nicht in Koinzidenz mit Gamma-Quanten auf. Zwei höhere Zustände dieses Kerns werden durch Elektroneneinfang gebildet, die wieder durch Gamma-Strahlung in den Grundzustand übergehen. Da es üblich ist, mit den Massen der neutralen Atome, nicht der Kerne selbst, zu rechnen, muß man bei Positronenstrahlern noch das Massenäquivalent des nachträglich gebildeten Elektronenzwillings in der Energiebilanz dazurechnen.



8.1 Termschema für die Umwandlung von J^{126}. Die den Übergängen beigeschriebenen Zahlen bedeuten Energien in MeV.— Nach Perlmann, M. C., und Welker, J., Phys. Rev. **95** (1954), 133.

In einigen wenigen Fällen ist die Anregungsenergie des Tochterkernes nach einem Beta-Prozeß größer als die Bindungsenergie des letzten Neutrons an diesen. In diesen Fällen wird der Energieüberschuß nicht durch Gamma-Strahlung abgegeben, sondern es wird ohne weitere Verzögerung, also praktisch gleichzeitig mit der Beta-Strahlung, ein Neutron ausgesandt. Man hat also eine Neutronenstrahlung, die mit der gleichen Halbwertszeit wie die Beta-Strahlung abklingt. Ohne diese sog. verzögerte Neutronenemission einzelner Spaltprodukte wäre eine sichere Steuerung von Kernreaktoren kaum möglich.

1.155 Spontane Spaltung

Bei den schwersten Kernen tritt neben den genannten Umwandlungsarten noch spontane Spaltung auf, bei der der Kern in zwei neue Kerne von mittlerem Atomgewicht zerfällt. Würde bei Uran 238 der radioaktive Zerfall nur durch spontane Spaltung erfolgen, so ergäbe sich eine Halbwertszeit von $8 \cdot 10^{15}$ Jahren. Die tatsächlich

beobachtete, durch die Alpha-Umwandlung bedingte Halbwertszeit ist $4{,}5 \cdot 10^9$ Jahre. Von zwei Millionen Uranatomen zerfällt also nur eines durch spontane Spaltung, alle übrigen durch Alpha-Umwandlung. Bei noch schwereren Kernen, die in der irdischen Natur nicht vorkommen, wird die Spaltwahrscheinlichkeit mit zunehmender Kernladung rasch größer. Ein Kern, der praktisch nur durch Spaltung zerfällt, ist Californium 254 mit einer Halbwertszeit von 55 Tagen, das vermutlich beim Lichtabfall einer Supernova eine entscheidende Rolle spielt. In Kernreaktoren ist nicht die spontane, sondern die erzwungene Spaltung von grundlegender Bedeutung. Sie wird in Abschnitt 1.2 ausführlich behandelt.

1.156 Radioaktive Reihen

In vielen Fällen ist der durch eine radioaktive Umwandlung erzeugte Kern selbst wieder radioaktiv. Man spricht dann von einer Zerfallsreihe. Die Zahl der von jeder Kernsorte innerhalb einer radioaktiven Reihe vorhandenen Kerne ist durch folgendes System von Differentialgleichungen bestimmt:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1; \qquad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2; \qquad \frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3. \tag{6}$$

Im Reaktor spielt der Zerfall von zwei aufeinanderfolgenden radioaktiven Stoffen bei der Berechnung der sogenannten Xenonvergiftung eine Rolle, wo der radioaktive Kern Xenon 135 aus dem Spaltprodukt Jod 135 gebildet wird. Für die Konzentration dieser beiden Produkte gilt nach dem Abschalten des Reaktors, wenn also kein neues Jod mehr nachgebildet wird,

$$N_J = N_{J0}\, e^{-\lambda_J t} \tag{7}$$

$$N_{Xe} = N_{J0}\, \lambda_J/(\lambda_{Xe} - \lambda_J)\, e^{-\lambda_J t} + \{N_{Xe0} - N_{J0}\, \lambda_J/(\lambda_{Xe} - \lambda_J)\}\, e^{-\lambda_{Xe} t}. \tag{8}$$

1.16 Streuung

1.161 Elastische Streuung

Wenn zwei Kerne einander sehr nahe kommen, werden sie entweder ihre Bahnrichtung und ihre Geschwindigkeit verändern, oder es tritt eine Kernreaktion ein, bei der die Kerne umgewandelt werden. Im ersteren Fall sagt man, die Teilchen werden aneinander gestreut. Bei der Streuung unterscheiden wir zwei Fälle, elastische und unelastische Streuung. Bei der elastischen Streuung ist die kinetische Energie der beiden Stoßpartner vor und nach dem Stoß die gleiche. Bei der unelastischen Streuung wird ein Teil der kinetischen Energie in Anregungsenergie des einen Stoßpartners umgewandelt. Im Zusammenhang mit Kernreaktoren ist die Streuung von bewegten Neutronen an praktisch ruhenden Kernen von besonderem Interesse. Wenn die Neutronenenergie unter 10 MeV liegt, was bei den vorliegenden Problemen immer der Fall ist, erfolgt die elastische Streuung im Schwerpunktssystem der beiden Stoßpartner kugelsymmetrisch. Der höchste bei einem Stoß von einem Neutron auf einen Kern übertragbare Teil seiner kinetischen Energie ist $4\,\mathsf{A}/(\mathsf{A}+1)^2$. Für gewöhnlichen Wasserstoff ($\mathsf{A} = 1$) als Stoßpartner ist dieser Ausdruck 1 entsprechend dem Gesetz der klassischen Mechanik, daß bei zentralem Stoß eines Körpers auf einen zweiten von gleicher Masse die gesamte kinetische Energie ausgetauscht werden kann. Für einen Stoß mit schwereren Kernen ist $\mathsf{A} \gg 1$, also

$$\frac{4\,\mathsf{A}}{(\mathsf{A}+1)^2} \sim \frac{4}{\mathsf{A}+2} \text{ (s. auch 1.312, 1.313 und 1.5).}$$

Die Energieabgabe eines Neutrons an einen Kern mit der Masse 200 ist daher maximal $4/202 \sim 2\,\%$. Für viele Berechnungen ist das mittlere logarithmische Energiedekrement

pro Stoß von Nutzen, definiert als $\xi = \overline{\ln E_1/E_2}$, wobei E_1 und E_2 die kinetische Energie des Neutrons vor und nach dem Stoß sind. Eine Berechnung ergibt

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \tag{9}$$

Für nicht zu kleine A gilt in guter Näherung $\xi = \frac{2}{A + 2/3}$.

10.1 Werte von ξ für Stöße von Neutronen mit einigen im Reaktor besonders wichtigen Stoffen

Element:	H	D	He	Be	C	U
Massenzahl A:	1	2	4	9	12	238
ξ	1,000	0,725	0,425	0,209	0,158	0,0084

Je näher die Masse eines Kernes bei 1 liegt, desto mehr kinetische Energie wird im Durchschnitt von einem Neutron bei einem Stoß an diesen abgegeben.

1.162 Unelastische Streuung

Neben der elastischen Streuung tritt vor allem bei schweren Kernen auch eine unelastische Streuung von Neutronen auf. Bei dieser wird ein Teil der kinetischen Energie des Neutrons dazu aufgewandt, den getroffenen Kern in einen angeregten Zustand zu versetzen. Da der getroffene Kern ein diskretes Spektrum von Anregungszuständen hat, können nur Energiebeträge übertragen werden, die gerade diesen Zuständen entsprechen. Insbesondere ist der kleinste so übertragbare Energiebetrag gleich der Anregungsenergie des niedrigsten angeregten Zustandes. Bei leichten Kernen liegt dieser niedrigste Zustand bei mehreren MeV. Hier spielen unelastische Stöße mit Neutronen von wenigen MeV, wie sie bei der Kernspaltung auftreten, also keine entscheidende Rolle. Bei den meisten schweren Kernen liegt der niedrigste angeregte Zustand zwischen 50 und 100 keV. Daher kommt es, daß in reinem natürlichen Uran keine Kettenreaktion aufrechterhalten werden kann. Die Spaltungsneutronen (s. 1.26) haben zwar zu einem erheblichen Prozentsatz genügend Energie, um auch am Uran 238 eine Spaltung auszulösen. Von dieser Energie verlieren sie durch elastische Stöße im Uran nur sehr wenig, einen sehr beträchtlichen Teil aber durch unelastische Stöße, so daß die kinetische Energie bei einem großen Teil von ihnen unter den für die Spaltung von Uran 238 notwendigen Schwellenwert sinkt, bevor sie eine Spaltung hervorgerufen haben. Im allgemeinen steigt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten unelastischer Stöße angenähert mit $A^{2/3}$ an, also mit dem Quadrat des Kernradius. Nur für Kerne, deren Neutronenzahl gerade eine sog. magische ist (50; 82; 126), liegt sie wesentlich niedriger, als es dieser Regel entspricht (s. auch 1.183).

Die einzigen schweren Elemente, bei denen die Energie des ersten angeregten Zustandes so hoch liegt, daß unelastische Stöße für Spaltungsneutronen praktisch keine große Rolle mehr spielen, sind Blei und Wismut.

Während die elastische Streuung von Spaltungsneutronen im Schwerpunktssystem kugelsymmetrisch verläuft, zeigen sich bei der unelastischen Streuung auch schon für Neutronen verhältnismäßig geringer Energie beträchtliche Abweichungen von der Kugelsymmetrie.

1.17 Kernreaktionen

1.171 Konkurrierende Prozesse

Eine Reaktion zwischen zwei Kernen findet vielfach in der Weise statt, daß die beiden Kerne zunächst zu einem sog. Zwischenkern verschmelzen, der sich in einem Zustand hoher Anregungsenergie befindet. Bei dem Auftreffen langsamer Neutronen auf Kerne finden die Reaktionen regelmäßig in dieser Weise statt. Neben der kinetischen Energie, die die beiden Stoßpartner im Bezugssystem ihres gemeinsamen Schwerpunktes hatten, enthält der Zwischenkern noch ihre gegenseitige Bindungsenergie als Anregungsenergie. Dieser hochangeregte Zwischenkern kann seine überschüssige Energie auf verschiedene Weise wieder abgeben. Er kann wieder ein Neutron aussenden, dann hat im Endeffekt gar keine Kernreaktion stattgefunden, sondern nur eine Streuung. Er kann ein Proton oder Alpha-Teilchen emittieren. Er kann durch Emission eines Gamma-Quants in einen weniger hoch angeregten Zustand übergehen, oder er kann sich in zwei Kerne von ähnlicher Masse spalten. Ein bestimmter angeregter Zwischenkern kann sich so in den meisten Fällen auf mehrere verschiedene Arten umwandeln, die miteinander in Konkurrenz stehen.

Symbolisch schreibt man eine Kernreaktion in der Weise, daß man erst den getroffenen Kern angibt, dann in Klammern, durch ein Komma getrennt, das aufgeschossene und das oder die emittierten Teilchen und schließlich den durch die Reaktion neugebildeten Kern. Zum Beispiel bedeutet N^{14} (α, p) O^{17}: ein Stickstoffkern N^{14} absorbiert ein Alpha-Teilchen und sendet dafür ein Proton aus, so daß sich ein neuer Kern O^{17} bildet.

1.172 Zustandsweite

Die Wahrscheinlichkeit für alle diese Prozesse, durch die der Zwischenkern zerfallen kann, ist wie beim radioaktiven Kern durch eine Zerfallskonstante λ bestimmt, die allerdings regelmäßig sehr viel größer ist als bei radioaktiven Prozessen. Für die Aussendung eines langsamen Neutrons liegt sie etwa in der Größenordnung 10^{14}/s. Für die Aussendung eines schnellen Neutrons ist sie erheblich größer, sie nimmt etwa mit der Wurzel aus der Energie zu. Für die Aussendung eines Protons oder Alpha-Teilchens bei sehr leichten Kernen kann sie bis zu 10^{19}/s gehen. Hier ist sie sehr stark von der Energie des emittierten Teilchens abhängig. Bei Gamma-Quanten liegt sie im allgemeinen in der Größenordnung 10^{12}/s. An Stelle der Zerfallskonstanten wird in der Literatur vielfach ihr mit $h/2\pi$ multiplizierter Wert angegeben:

$$\Gamma_i = \lambda_i \frac{h}{2\pi}. \tag{10}$$

Man bezeichnet diese Größe entsprechend der Art des ausgesandten Teilchens als Neutronenweite, Protonenweite, Gamma-Weite usw. des betreffenden Zustandes. Aus der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation folgt nämlich, daß die Unschärfe eines Energiezustandes Γ mit dessen mittlerer Lebensdauer $\tau = 1/\lambda$ durch die Beziehung $\Gamma \cdot \tau = \frac{h}{2\pi}$ verknüpft ist. Die Summe aller Γ_i für die einzelnen Umwandlungsmöglichkeiten des Zwischenkerns ist gleich der gesamten Weite Γ des betreffenden Zustandes. Die Energiegrößen Γ_i addieren sich also ebenso wie die Zerfallskonstanten λ_i (s. 1.151).

1.173 Neutronenreaktionen

Langsame Neutronen. Im Reaktor sind besonders die Kernreaktionen von Interesse, die durch langsame Neutronen ausgelöst werden. Da das eingefangene Neutron keine nennenswerte kinetische Energie mitbringt, ist die Anregungsenergie des Zwischen-

kerns gleich der Bindungsenergie des letzten Neutrons an diesen Zwischenkern. Nur in ganz vereinzelten Fällen reicht diese Energie aus, um ein Proton oder Alpha-Teilchen abzulösen. Diese wenigen Reaktionen sind in Tab. **12.1** angeführt.

12.1 Durch langsame Neutronen ausgelöste Kernreaktionen, bei denen ein geladenes Teilchen emittiert wird.

Reaktion	σ (barn)	E (MeV)
Li^6 (n, α) He^3	945	4,8
B^{10} (n, α) Li^7	4010	3,0
N^{14} (n, p) C^{14}	1,75	0,6
O^{17} (n, α) C^{14}	0,5	1,4
Cl^{35} (n, p) S^{35}	0,30	0,44

σ bedeutet den mittleren Wirkungsquerschnitt der betreffenden Reaktion (s. 1.18) für Neutronen mit thermischer Energieverteilung ($\bar{v}$ = 2200 m/s), E die bei der Reaktion gewonnene Energie.

Von ihnen spielt in Reaktoren vor allem die Reaktion B^{10} (n, α) Li^7 eine Rolle, und zwar in mehrfacher Weise. Borhaltige Substanzen können zur Steuerung des Neutronenflusses eines Reaktors verwendet werden. Ionisationskammern oder Zählrohre, die Bor in ihrem Füllgas oder auf ihrer Innenwand enthalten, sind gute Nachweisgeräte für langsame Neutronen. Als Verunreinigung sind schon kleinste Mengen von Bor, wie sie z. B. in Graphit auftreten können, außerordentlich störend, da das Bor durch die angegebene Reaktion unverhältnismäßig viele Neutronen wegfängt.

Bei allen nicht in Tab. **12.1** aufgeführten Kernen werden durch langsame Neutronen nur (n, γ)-Prozesse ausgelöst, d. h. solche Prozesse, bei denen der angeregte Zwischenkern seine überschüssige Energie durch Aussendung von Gamma-Quanten abgibt. Meist wird eine Kaskade von mehreren Gamma-Quanten ausgesandt, bis der Grundzustand erreicht ist. Erst bei den schwersten Kernen tritt zu diesem Prozeß die Kernspaltung in Konkurrenz, wie wir in 1.2 näher ausführen werden.

Schnelle Neutronen. Durch langsame Neutronen können nur exotherme Reaktionen ausgelöst werden, also Reaktionen, bei denen Energie gewonnen wird. Haben die Neutronen jedoch eine genügend hohe kinetische Energie, so sind auch endotherme Reaktionen möglich, also solche Reaktionen, bei denen ein Teil der kinetischen Energie des einfallenden Neutrons als innere Energie für die neuentstandenen Kerne gebraucht wird. Diese endothermen Reaktionen haben im allgemeinen eine scharfe Einsatzenergie E_s, die durch folgende Gleichung bestimmt ist:

$$E_s/c^2 = m_{a2} + m_{b2} - m_{a1} - m_{b1}\,, \tag{11}$$

wobei m_{a1} und m_{b1} die Massen der am Prozeß beteiligten Kerne vor dem Stoß sind, m_{a2} und m_{b2} die Massen der nach dem Prozeß entstandenen Kerne. Solche Reaktionen werden in manchen Fällen in Reaktoren ausgenutzt, um den Fluß schneller Neutronen zu messen (s. a 3.311). Eine bestimmte Materialprobe, die von Neutronen durch einen endothermen Prozeß aktiviert werden kann, wird in den Reaktor gebracht. Die entstandene Aktivität ist dann ein Maß für die Zahl der Neutronen, deren Energie größer als E_s ist. Unter Umständen werden auch Reaktionen verwendet, deren Einsatzenergie nicht ganz scharf ist, bei denen die Reaktionswahrscheinlichkeit mit Neutronen aber doch innerhalb eines bestimmten Energiebereiches der Neutronen steil ansteigt. Solche Reaktionen sind insbesondere die Spaltungen an Uran 234, Uran 238 und Thorium 232. In 1.183 werden wir einmal darauf zurückkommen.

1.174 Gamma-Reaktionen

Kernumwandlungen können auch dadurch ausgelöst werden, daß einem Kern durch Gamma-Strahlung soviel Energie zugeführt wird, daß er einen seiner Bestandteile, z. B. ein Neutron, aussenden kann. Insbesondere beim (γ, n)-Prozeß muß die Energie des absorbierten Gamma-Quants größer sein als die Bindungsenergie des Neutrons

an den Kern. Die Quantenenergien der in einem Reaktor auftretenden Gamma-Strahlungen liegen praktisch in allen Fällen unterhalb von 4 MeV. Mit so niedriger Gamma-Energie lassen sich durch (γ, n)-Prozesse nur von zwei Kernsorten Neutronen ablösen, nämlich von Beryllium Be^9 (Mindestenergie 1,6 MeV) und von schwerem Wasserstoff H^2 (Mindestenergie 2,2 MeV). Wo diese Materialien als Moderatoren oder Reflektoren in einem Reaktor vorhanden sind, bilden sie unter dem Einfluß der Gamma-Strahlung der Spaltprodukte eine zusätzliche Neutronenquelle, deren Intensität mit der Halbwertszeit der betreffenden Gamma-Strahler abklingt. Die so erzeugten Neutronen wirken für den Reaktor als zusätzliche Gruppen von verzögerten Neutronen.

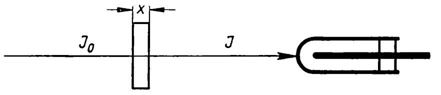
1.18 Wirkungsquerschnitt

1.181 Definition

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Kernprozesses wird durch eine Größe charakterisiert, die man als Wirkungsquerschnitt (σ) bezeichnet. Sie hat die Dimension einer Fläche und wird im allgemeinen in barn angegeben: 1 barn $= 10^{-24}$ cm². Anschaulich kann man sich den Begriff des Wirkungsquerschnitts folgendermaßen klarmachen. Die einfallenden Teilchen seien als Punkte gedacht, die beschossenen Kerne als kleine Scheibchen, deren Normale parallel zur Einfallsrichtung steht. Die Größe der Scheibchen wird so errechnet, daß die betreffende Reaktion jedesmal dann eintritt, wenn ein eingeschossenes Teilchen gerade ein Scheibchen trifft. Diese Fläche bezeichnet man dann als den zu der Reaktion gehörigen Wirkungsquerschnitt. Eine bessere Definition ist die folgende: Ist Φ die Zahl der eingeschossenen Teilchen pro cm² und s, also die Stromdichte, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß an einem bestimmten Kern innerhalb einer Sekunde eine Reaktion stattfindet, $\Phi \cdot \sigma$.

1.182 Messung

Allgemeine Meßanordnung. Die Messung von Wirkungsquerschnitten erfolgt dadurch, daß man auf irgendeine Weise die Anzahl der betreffenden Reaktionen in einem Teilchenstrom bekannter Intensität mißt. Das Prinzip einer besonders bei Neutronen vielbenutzten Versuchsanordnung ist in Fig. **13**.1 im Schema dargestellt. Ein Neutronenstrahl von der Anfangsstromstärke I_0 geht durch eine Schicht des zu untersuchenden Materials. Dabei wird die Intensität auf I geschwächt. Dann gilt $I = I_0 E^{-N_v \sigma x}$, wenn N_v die Zahl der Atome im Kubikzentimeter der durchstrahlten Schicht und x deren Dicke ist. In der in Fig. **13**.1 gezeichneten Anordnung erhält man den sog. totalen Wirkungsquerschnitt, d. h. die Summe aus dem Streuquerschnitt und den Wirkungsquerschnitten für die einzelnen Kernreaktionen. Den Ausdruck $N_v \cdot \sigma = \Sigma$ bezeichnet man vielfach als makroskopischen Wirkungsquerschnitt. Spezielle Methoden, Wirkungsquerschnitte durch Beobachtung des dynamischen Verhaltens eines Reaktors zu messen, werden in 3.312 behandelt.



13.1 Schema einer Anordnung zur Messung von Wirkungsquerschnitten

Alle Wirkungsquerschnitte, sowohl die für Streuung als auch die für Kernreaktionen, sind sehr stark von der Energie der eingeschossenen Teilchen abhängig. Man muß sich daher bemühen, Versuchsanordnungen zu bauen, durch die man einen Wirkungsquerschnitt jeweils für eine ganz bestimmte Teilchenenergie messen kann. Das nächst-

liegende ist, einen homogenen Strahl von Teilchen zu verwenden. Dies ist bei geladenen Teilchen verhältnismäßig einfach, bei Neutronen, die uns hier besonders interessieren, praktisch nur möglich, wenn der hohe Neutronenfluß aus einem Reaktor zur Verfügung steht.

Kristallspektrometer. Man kann z. B. folgendermaßen verfahren. Ein ausgeblendeter aber noch inhomogener Neutronenstrahl wird auf einen geeigneten Kristall geleitet, z. B. Lithiumfluorid. Bewegte Neutronenstrahlen haben, wie alle Strahlen aus Elementarteilchen, Welleneigenschaften. Die Wellenlänge ist nach der de Broglieschen Beziehung $p\lambda = h$ umgekehrt proportional der Neutronengeschwindigkeit. p ist der Impuls der Neutronen, also gleich Masse m mal Geschwindigkeit v, λ die Wellenlänge, h das Plancksche Wirkungsquantum. Die Wellenlänge der thermischen Neutronen liegt gerade in der gleichen Größenordnung wie die Abstände der Gitterebenen in einem Kristall. Analog der Braggschen Beziehung für Röntgenstrahlen

$$n\lambda = 2d \sin\varphi \tag{12}$$

werden von dem Kristall unter einem bestimmten Winkel nur Neutronen einer ganz bestimmten Wellenlänge und damit auch einer ganz bestimmten Geschwindigkeit reflektiert. n ist dabei die Gangdifferenz in Wellenlängen λ, gemessen zwischen zwei Wellenzügen, die von benachbarten Gitterebenen reflektiert werden, anders ausgedrückt: die Ordnung der Interferenz, d der Abstand zweier Gitterebenen und φ der Winkel zwischen Einfallsrichtung und Gitterebene. Ein an einem Gitter reflektierter und dann ausgeblendeter Neutronenstrahl hat daher homogene Geschwindigkeit. Mit ihm lassen sich weitere Versuche anstellen.

Indikatoren. Da die genannte Versuchsanordnung extrem hohe Neutronenintensitäten erfordert, werden häufiger andere Methoden angewandt, die darauf beruhen, daß man zwar einen inhomogenen Neutronenstrahl verwendet, aus dem aber nur Neutronen einer ganz bestimmten Geschwindigkeit zum Nachweis gelangen. Eine nur für einzelne bestimmte Neutronengeschwindigkeiten verwendbare Methode beruht darauf, daß man als Nachweisgerät für die Neutronen einen radioaktiven Indikator benutzt, der durch Neutronen dieser bestimmten Geschwindigkeit besonders stark aktiviert wird, z. B. Indium für Neutronen von 1,45 eV. Für diese Neutronenenergie hat In^{115} einen Wirkungsquerschnitt von 30000 barn, während in allen anderen Bereichen der Wirkungsquerschnitt des Indiums wesentlich unter 1000 barn liegt.

Laufzeitmethoden. Besser sind Methoden, die die Laufzeit der Neutronen ausnützen, also die Tatsache, daß Neutronen einer bestimmten Geschwindigkeit für einen bestimmten Weg auch eine ganz bestimmte Zeit brauchen. Eine dieser Methoden besteht darin, daß man mit Hilfe eines gepulsten Teilchenbeschleunigers nur eine sehr kurze Zeit, etwa einige Mikrosekunden lang, Neutronen erzeugt und in einiger Entfernung ein Nachweisgerät aufstellt, das mit Hilfe einer elektronischen Steuerung Millisekunden nach der Neutronenerzeugung ebenfalls nur einige Mikrosekunden lang empfindlich ist. Die Methode ist für Neutronengeschwindigkeiten von 10^5 bis einige 10^7 cm/s anwendbar, das sind Energien von 0,01 bis etwa 1000 eV.

Als beste Methode gilt heute die, einen Neutronenstrahl durch eine mechanisch bewegte Apparatur nur für sehr kurze Zeit durch ein Blendensystem zu lassen und dann wieder eine bestimmte Zeit später in einiger Entfernung ein Nachweisgerät für entsprechende kurze Zeit aufnahmebereit zu halten. In der amerikanischen Literatur werden derartige Geräte als „chopper" (Hackmesser) bezeichnet. Für Neutronengeschwindigkeiten unterhalb 0,3 eV besteht das Hackmesser gewöhnlich aus aufeinandergeschichteten Aluminium- und Cadmiumblechen. Da Cadmium die langsamen Neutronen vollständig absorbiert, kann ein Strahl nur in dem Moment durchtreten,

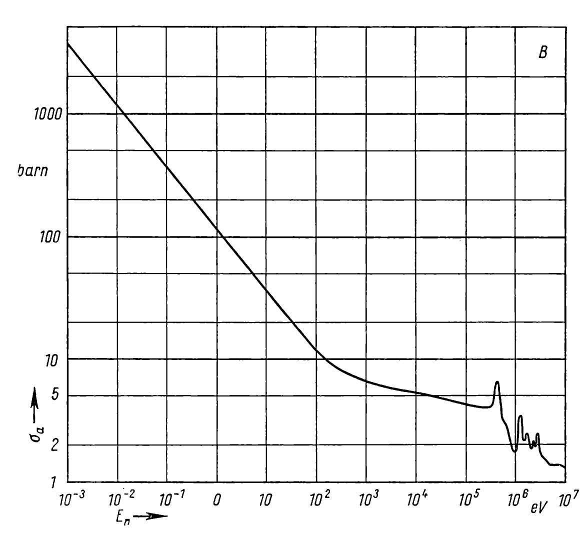
in dem die nach der Fig. **15.1** in einem rotierenden Zylinder montierten Bleche genau parallel dem einfallenden Strahl stehen, denn das Aluminium bedeutet für die langsamen Neutronen kein wesentliches Hindernis. Die Zeitdifferenz gegenüber der empfindlichen Phase der Nachweisapparatur kann entweder elektronisch gesteuert werden oder mit Hilfe eines auf den rotierenden Blendenkörper aufgesetzten Spiegels, der einen Lichtstrahl bei einer bestimmten Winkelstellung nach dem Neutronendurchgang auf eine mit der Nachweisapparatur verbundene Photozelle fallen läßt. Nur wenn die Photozelle belichtet wird, ist die Nachweisapparatur empfindlich.

15.1 Anordnung, um Impulse von Neutronenstrahlen zu erzeugen (chopper), für Energien bis 0,3 *e*V

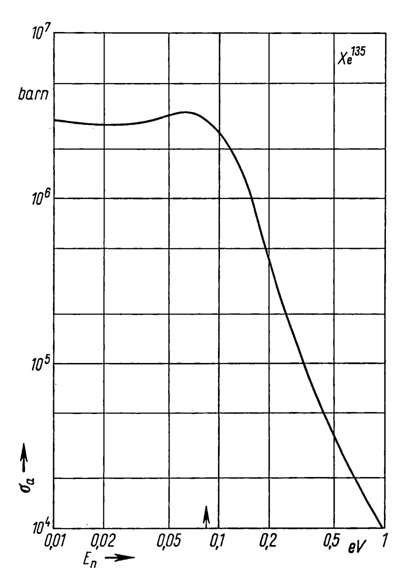
Für Neutronenenergien oberhalb 0,3 *e*V wird als Hackmesser ein Stahlzylinder von etwa 40 cm Länge verwendet, dessen Achse parallel zur Richtung des Neutronenstrahls liegt und der parallel zu seiner Achse einen oder mehrere schmale Schlitze trägt. Nur wenn einer dieser Schlitze mit einem Schlitz in einem identischen, aber nicht rotierenden, davorgesetzten Stahlzylinder koinzidiert, können Neutronen den Apparat passieren. In einer anderen Anordnung werden rotierende Scheiben verwendet, deren Achsen senkrecht zur Richtung des Neutronenstrahls liegen. Sie tragen längs eines Durchmessers einen Schlitz als Blende. Mit Wegstrecken von 10 m Länge kommt man bis zu Neutronenenergien von 5000 *e*V. Durch Verzehnfachung der Wegstrecke, was technisch möglich ist, würde der meßbare Bereich der Neutronenenergie verhundertfacht.

1.183 Wirkungsquerschnitte für Neutronenreaktionen, Resonanzstellen

Uns interessieren hier besonders Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen, die durch Neutronen ausgelöst werden. Wenn die Reaktion exotherm ist, d. h., wenn die kinetische Energie der Reaktionspartner nach der Reaktion größer ist als vorher, oder wenn eine Spaltung bereits mit Neutronen thermischer Energie ausgelöst werden kann, nimmt in den meisten Fällen der Wirkungsquerschnitt für relativ langsame Neutronen mit zunehmender Geschwindigkeit ab, in sehr vielen Fällen umgekehrt proportional der Geschwindigkeit



15.2 Absorptionsquerschnitt von Bor gegenüber Neutronen (Reiner $1/v$-Abfall bis 100 *e*V)

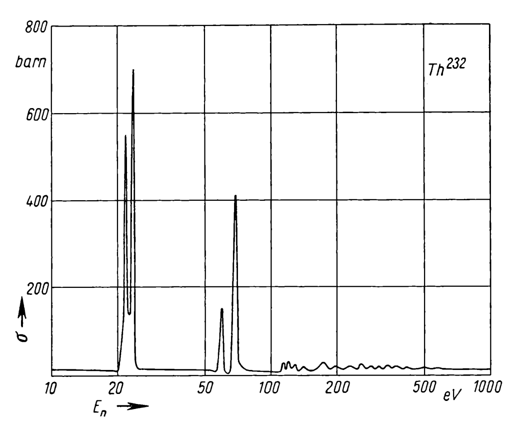


16.1 Absorptionsquerschnitt von Xe^{135} für Neutronen. Der Pfeil bezeichnet die Lage der Resonanzstelle, die nicht genau mit dem Maximum der Kurve zusammenfällt, sondern mit der Stelle, die eine $1/v$-Kurve berühren würde.

der einfallenden Neutronen. Häufig zeigt die Kurve, welche den Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenenergie darstellt, eine Reihe verhältnismäßig scharfer, meist sehr hoher Maxima. Die Fig. **15.2** bis **17.1** zeigen einige praktisch wichtige Beispiele. Der Energiewert an der Stelle eines Maximums entspricht einem Energieterm des Zwischenkerns. Man nennt eine solche Stelle eine Resonanzstelle. Für den einfachsten Fall, in dem nur eine solche Resonanzstelle eine wesentliche Rolle spielt, läßt sich der Verlauf des Wirkungsquerschnitts σ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E durch folgende von Breit und Wigner angegebene Formel darstellen:

$$\sigma = \sigma_r \sqrt{\frac{E_r}{E}} \cdot \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(E - E_r)^2}. \qquad (13)$$

Dabei ist σ_r der Wirkungsquerschnitt an der Resonanzstelle, E_r der zur Resonanzstelle gehörige Energiewert und Γ die Breite des Resonanzniveaus (s. 1.161). Ist $E \ll |E_r|$, so wird der letzte Faktor praktisch konstant, und σ ist proportional $1/\sqrt{E}$ oder proportional $1/v$. Ist $E_r > 0$ und liegen E, E_r und Γ in der gleichen Größenordnung, so hat man für E-Werte, die etwas unterhalb von E_r liegen, einen Bereich, in dem σ nur schwach von E abhängt; oberhalb von E_r zeigt σ dafür einen sehr steilen Abfall. Ein Beispiel zeigt Fig. **16.1**. E_r kann auch negative Werte annehmen, dann ist der Abfall von σ mit zunehmender Energie steiler, als es dem $1/v$-Gesetz entspricht.

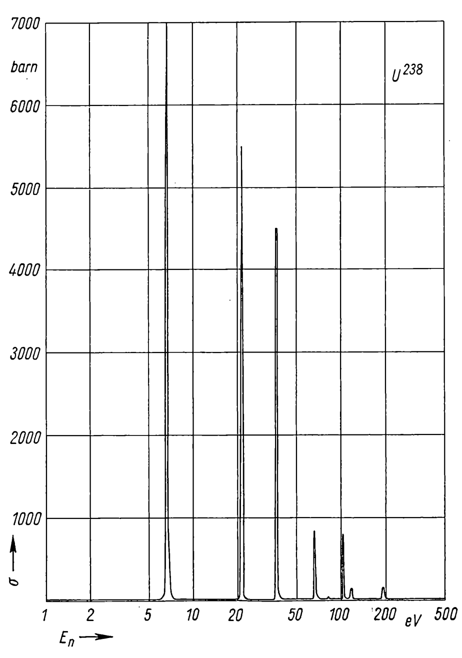


16.2 Wirkungsquerschnitt von Th^{232} für Neutronen

Die wenigen Reaktionen mit langsamen Neutronen, bei denen geladene Teilchen ausgesandt werden (s. Tab. **12.1**), zeigen alle einen Wirkungsquerschnitt, der proportional $1/v$ ist. (n, 2n)-Reaktionen zeigen einen typischen Schwellenwert für den Wirkungsquerschnitt, der für die meisten derartigen Reaktionen zwischen 7 und 10 MeV liegt. Diese Reaktionen sind hier nicht mehr von Interesse, da sich unter den Spaltungsneutronen nur noch verschwindend wenige in diesem Energiebereich befinden. Extrem niedrig liegt der Schwellenwert für die (n, 2n)-Reaktion bei Beryllium, nämlich bei

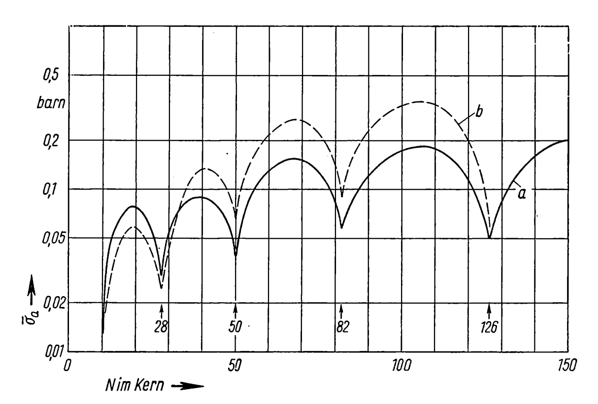
1,6 MeV, d. h., die Bindungsenergie des letzten Neutrons im Kern Be^9 ist nur 1,6 MeV. Hier treten bereits mit Spaltungsneutronen in nicht unerheblichem Maße (n, 2n)-Prozesse auf. Beryllium als Moderator oder Reflektor in einem Reaktor gibt durch diesen Effekt eine, wenn auch geringe Neutronenvermehrung.

Für leichte Elemente liegen die Resonanzstellen sehr weit auseinander. Die erste Resonanzstelle liegt daher im allgemeinen sehr weit vom thermischen Gebiet entfernt. Soweit nicht, wie bei Lithium und Bor, Reaktionen unter Aussendung geladener Teilchen auftreten, haben daher die Absorptionsquerschnitte der leichten Elemente für langsame Neutronen sehr niedrige Werte, wie aus Tab. A 2 hervorgeht.



17.1 Wirkungsquerschnitt von U^{238} für Neutronen im Resonanzgebiet

Für Kerne mit größerer Masse liegen die Niveaus dichter, und es treten häufiger verhältnismäßig hohe Werte für σ im thermischen Gebiet auf. Bei Materialien, die als Strukturelemente oder Kühlmittel in einem thermischen Reaktor verwendet werden, muß man darauf achten, daß ihr Einfangquerschnitt für thermische Neutronen klein ist. Schon kleine Verunreinigungen mit großem Einfangquerschnitt können sehr störend wirken. So ist z. B. reines Zirkon ein sehr gut geeignetes Strukturmaterial, das unter anderem zum Legieren oder Verkleiden von Brennstoffelementen verwendet wird. In der Natur enthält aber jedes Zirkonmineral etwa 2% des ihm chemisch sehr nahestehenden Elements Hafnium, das einen verhältnismäßig großen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen hat.



17.2 Mittlerer Einfangquerschnitt für schnelle Neutronen (Durchschnitt über die Energieverteilung im Zephyr-Reaktor) in Abhängigkeit von der Neutronenzahl im Kern. *a* gerade, *b* ungerade Kernladungszahlen.— Nach Holmes, J. E. R., u. a., Genf. Ber. Bd. 5, S. 339, P/104.

Daher mußten spezielle technische Verfahren entwickelt werden, um hafniumfreies Zirkon herzustellen.

Die mittleren Absorptionsquerschnitte für schnelle Neutronen mit Geschwindigkeiten, wie sie in Reaktoren ohne Moderator auftreten, sind in Fig. **17.2** dargestellt. Der Verlauf von σ_a geht angenähert mit $A^{2/3}$, zeigt jedoch bei den „magischen" Neutronenzahlen ausgeprägte Minima.

Ganz analog laufen die Wirkungsquerschnitte für unelastische Streuung. Tab. **18.1** zeigt einige Meßwerte. Diese geben den mittleren Wirkungsquerschnitt dafür an, daß ein primäres Spaltungsneutron, das noch imstande war, die jeweils angegebene Nachweisreaktion auszulösen, nach dem Streuprozeß dazu nicht mehr imstande ist. Da die Schwellenwerte für die Nachweisreaktionen nicht scharf sind und da die Geschwindigkeitsverteilung der primären Spaltungsneutronen berücksichtigt werden muß, erfordert die Auswertung der Meßergebnisse eine etwas umständliche Berechnung, die hier nicht angegeben werden soll[1]. Man sieht aus Tab. **18.1**, daß die Minima für $N = 80$ und $N = 126$ (Sn bzw. Pb und Bi) bei mäßigen Neutronenenergien (2 bis 3 MeV) deutlich sind, bei höheren Neutronenenergien (5,5 MeV) allmählich verschwinden. Dies ist ohne weiteres einleuchtend, denn unterhalb einer bestimmten Schwelle sind gar keine unelastischen Streuprozesse mehr möglich (s. 1.162), und diese Schwelle liegt für die magischen Neutronenzahlen besonders hoch. Liegt die mittlere Neutronenenergie weit über dieser Schwelle, so muß der durch die unterschiedliche Schwellenhöhe hervorgerufene Effekt allmählich verschwinden.

18.1 Unelastische Streuquerschnitte (in barn) für Neutronen mit der Energieverteilung der primären Spaltungsneutronen

zum Nachweis verwandte Reaktion	Spaltung von Np^{237}	Spaltung von U^{238}	Al^{27} (n,p) Mg^{27}
erfaßte Energie (MeV)	2,35	3,26	5,5
Al	0,087	0,32	0,72
Fe	0,276	0,69	1,33
Zr	0,302	0,96	1,59
Cd	0,658	1,52	2,16
Sn	0,369	1,12	2,18
W	1,080	2,23	2,60
Pb	0,208	0,71	2,06
Bi	0,197	0,73	2,19

Durch langsame Neutronen können selbstverständlich nur exotherme Reaktionen ausgelöst werden. Bei endothermen Reaktionen gibt es, wie schon erwähnt (s. 1.173), immer einen definierten Schwellenwert für die Energie des aufgeschossenen Teilchens, unterhalb dessen die Reaktion energetisch nicht mehr möglich ist. Exotherm sind insbesondere alle (n, p)-Reaktionen an stabilen Kernen. Die Einsatzenergie liegt hier 1,8 MeV (Energieäquivalent der Massendifferenz zwischen Neutron und Proton plus der Masse eines Elektronenzwillings) höher als die Maximalenergie der Beta-Emission des durch die Reaktion gebildeten Positronenstrahlers. Ein Beispiel für den Verlauf des Wirkungsquerschnitts einer derartigen Reaktion zeigt Fig. **19.1**.

1.184 Extrem hohe Wirkungsquerschnitte

Besonders störend wirken im Reaktor hohe Wirkungsquerschnitte einiger Spaltprodukte für thermische Neutronen. Ein extremes Beispiel ist der radioaktive Kern Xenon 135 mit einem Wirkungsquerschnitt von $3{,}5 \cdot 10^6$ barn für thermische Neu-

[1]) Bethe, H. A., Beyster, J. R., u. Carter, R. E., J. Nucl. Energy **3** (1956), 207 u. 273; **4** (1957), 1 u. 147.

tronen. Auch Samarium 149 hat mit 53000 barn einen Wirkungsquerschnitt, der für die Funktion eines Reaktors noch eine entscheidende Rolle spielt. Diese Spaltprodukte mit extrem hohem Wirkungsquerschnitt werden während des Betriebs eines Reaktors durch (n, γ)-Reaktionen schnell wieder umgewandelt, so daß sich der Reaktor im Betrieb selbst von ihnen reinigt. Nach dem Abschalten wachsen sie jedoch aus radioaktiven Muttersubstanzen nach, was das Wiedereinschalten nach einer gewissen Pause erschweren oder unmöglich machen kann (s. 3.532).

Für die Wirkungsquerschnitte der übrigen Spaltprodukte rechnet man im Reaktor gewöhnlich mit einem groben Durchschnittswert von etwa 50 barn; keines von ihnen wird in so großer Menge angereichert, daß es allein die Funktion des Reaktors entscheidend beeinflußt.

19.1 Wirkungsquerschnitt der Reaktion Al^{27} (n, p) Mg^{27}. Die Reaktion ist endotherm mit einer Reaktionsenergie von — 2,6 MeV

1.185 Resonanzintegral

In den Reaktoren, die mit langsamen Neutronen betrieben werden, das sind insbesondere alle, die natürliches oder nur mäßig stark angereichertes Uran als Brennstoff verwenden, müssen die Neutronen alle Geschwindigkeitsbereiche von etwa 2 MeV, die sie bei der Spaltung mitbekommen, bis herunter zu thermischen Energien durchlaufen. Für den Anteil der auf diesem Wege durch Absorption in einem bestimmten Strukturmaterial, insbesondere in Uran 238, verlorengehenden Neutronen ist eine aus dem Verlauf der Wirkungsquerschnittskurve abgeleitete Funktion maßgebend, die man als Resonanzintegral bezeichnet, nämlich $\int_{E_0}^{E_{th}} \sigma \, dE/E$. Da $dE/E = d\ln E$, läßt sich das Resonanzintegral ohne weiteres graphisch ermitteln, wenn man die gemessene Funktion σ gegen $\ln E$ aufträgt. In Fig. **15.2** und **16.1** sind wegen der großen Unterschiede von σ in den verschiedenen Energiebereichen σ und E in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Für Th^{232} und U^{238} ist in Fig. **16.2** und **17.1** die Darstellung so gewählt, daß der Maßstab für σ linear ist. Hier sieht man, daß vor allem bei U^{238} für das Resonanzintegral praktisch nur die Gebiete in unmittelbarer Nähe der Resonanzstellen eine Rolle spielen, daher kommt auch der Name Resonanzintegral.

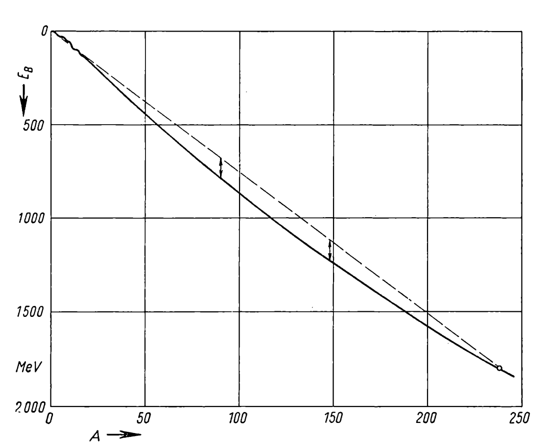
1.2 Kernspaltung*)

1.21 Energiebetrachtung

Die Kernreaktion, die alle bis heute gebauten Kernreaktoren ermöglicht, ist die Kernspaltung. Mit einer allerdings im allgemeinen sehr geringen Wahrscheinlich-

*) Verfaßt von W. Riezler, Bonn.

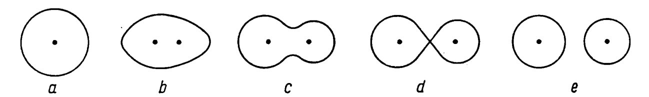
keit kann eine Spaltung vom Grundzustand vieler schwerer Kerne aus spontan erfolgen. Wird dem betreffenden Kern Energie zugeführt, so daß er sich in einem angeregten Zustand befindet, so ist die Wahrscheinlichkeit für die Spaltung während des Bestehens dieses angeregten Zustandes regelmäßig sehr viel größer als im Grundzustand. Ob die Spaltung dann tatsächlich stattfindet, hängt wesentlich davon ab, welche anderen Prozesse mit dem Spaltvorgang noch in Konkurrenz stehen und durch ihr Auftreten den angeregten Zustand beenden.



20.1 Kernbildungsenergie als Funktion der Massenzahl. Die Pfeile geben die Energiebeträge an, welche frei werden, wenn U^{238} in zwei Kerne mit den Massen 90 und 148 gespalten wird

Energetisch ist eine Spaltung immer dann möglich, wenn der Energieinhalt zweier Teilkerne, in die der schwere Kern zerfällt, kleiner ist als der Energieinhalt dieses ursprünglichen Kerns. Tragen wir uns in einer Kurve die gesamte Bindungsenergie B eines Kerns in Abhängigkeit von seiner Massenzahl A auf (Fig. **20.1**), eine Kurve, die sich unmittelbar aus Fig. **5.1** durch Integration ableiten läßt, so können wir aus ihr ablesen, welcher Energiebetrag bei der Spaltung eines Kernes in zwei Teile zur Verfügung steht. Bei $A = 238$ sind es rund 200 MeV. Schon für $A = 200$ kommt man auf eine sehr viel kleinere Zahl, rund 150 MeV.

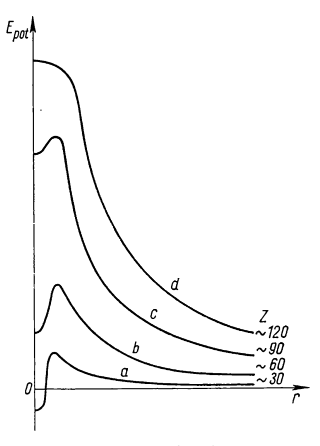
Anschaulich können wir uns den Vorgang der Spaltung in zeitlicher Folge so denken, wie er in Fig. **20.2** als eine Reihe aufeinanderfolgender Deformationszustände dargestellt ist. Der zunächst kugelförmige Kern (a) verlängert sich zu einem eiförmigen Gebilde (b), schnürt sich ab (c), teilt sich schließlich (d), und die beiden Teilstücke (e) fliegen infolge der Coulombschen Abstoßung mit großer Beschleunigung auseinander. In der Fig. **20.2** sind noch die jeweiligen Schwerpunkte der beiden auseinanderstrebenden Teile angedeutet, wobei angenommen ist, daß sich die beiden Teile im Fall 1 noch vollständig gegenseitig durchdringen. Fig. **21.1** stellt die potentielle



20.2 Aufeinanderfolgende Deformationszustände eines spaltenden Kernes (schematisch)

Energie des spaltenden Systems als Funktion des Abstandes r dieser beiden Schwerpunkte für verschiedene Kernmassen dar. Als Energienullpunkt ist der Energieinhalt der beiden Teilkerne in großer Entfernung voneinander gewählt. Die höchste Energie wird bei Uran für den in (c) bezeichneten Zustand benötigt. Man sieht aus der Fig. **21.1** folgendes: Bei verhältnismäßig kleiner Kernmasse (Kurve a) ist der Energieinhalt dieser beiden Teilstücke größer als der Energieinhalt des ursprünglichen Kernes in seinem Grundzustand. Eine spontane Spaltung ist daher schon rein energetisch unmöglich. Nur wenn dem Kern eine beträchtliche Anregungsenergie zugeführt wird, kann Spaltung

eintreten. Bei einem Kern mittlerer Masse (Kurve *b*) wäre die Spaltung zwar energetisch möglich, aber eine sehr hohe Potentialschwelle verhindert die Trennung der beiden Teilstücke. Um den Zustand (*c*) aus Fig. **20.**2 zu erreichen, wäre ein sehr hoher Energiebetrag nötig, der nicht zur Verfügung steht. Nun kann zwar nach den Gesetzen der Quantenmechanik eine Potentialschwelle auch überwunden werden, wenn nicht der volle Energiebetrag verfügbar ist, der durch den höchsten Punkt des Potentialwalls gegeben ist. Jedoch nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß der Potentialwall überwunden wird, exponentiell mit der Höhe und Breite des noch zu überwindenden Teiles des Walles ab, analog der Gl. (5) in 1.1 für die Wahrscheinlichkeit der Aussendung eines Alpha-Teilchens. Bei Kernen mittlerer Masse findet daher trotz der energetischen Möglichkeit noch keine Spaltung statt. Die Wahrscheinlichkeit für diese ist praktisch gleich Null. Bei einem sehr schweren Kern, wie Uran, ist die Höhe des bei der Spaltung zu überwindenden Potentialwalls nur noch verhältnismäßig klein. Sie liegt in der Größenordnung weniger MeV (Kurve *c*). Hier besteht schon eine beobachtbare, wenn auch immer noch sehr kleine Wahrscheinlichkeit, daß der Potentialwall in endlicher Zeit einmal durchdrungen wird, d. h., es tritt gelegentlich einmal eine spontane Spaltung auf. Bei U^{238} ist die Zerfallskonstante für die Spaltung, die mit dieser Wahrscheinlichkeit identisch ist, $8{,}7 \cdot 10^{-17}$ pro Jahr. Bei Kernen mit noch wesentlich größerer Masse und Ladung (Kurve *d*) wäre gar keine Potentialschwelle mehr zu überwinden. Solche Kerne müßten ohne Verzögerung spontan auseinander platzen.



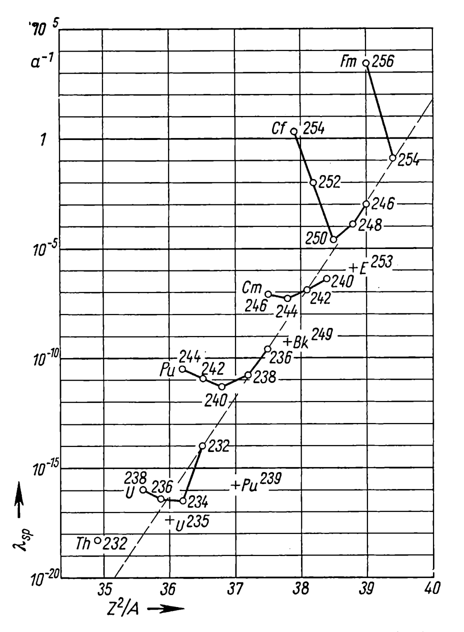
21.1 Potentielle Energie eines Kernes während der Spaltung, dargestellt als Funktion eines Parameters *r*, der etwa dem Abstand der in Fig. **20.**2 eingezeichneten Schwerpunkte der entstehenden Spaltstücke entspricht

1.22 Spontane Spaltung

Nach einer schon 1939 von Bohr und Wheeler entwickelten Theorie soll die Wahrscheinlichkeit für die spontane Spaltung λ_{sp} im wesentlichen eine Funktion von Z^2/A sein. In sehr grober Näherung gilt die Formel

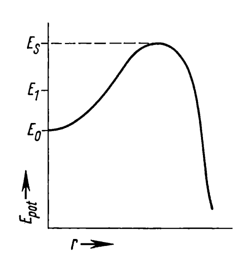
$$\log \lambda_{sp} = C_1 \cdot Z^2/A - C_2 \,. \tag{1}$$

Wird λ_{sp} in reziproken Jahren ausgedrückt, so haben die Konstanten folgende Werte: $C_1 \sim 178{,}3$; $C_2 \sim 4{,}5$. Fig. **22.**1 zeigt, daß die Formel nur eine ganz grobe Näherung darstellt. Das kommt unter anderem daher, daß zwei für ihre Ableitung gemachte Voraussetzungen nur schlecht erfüllt sind, nämlich, daß die Kernmaterie in allen Kernen gleiche Dichte hat und daß die Kerne kugelsymmetrisch sind. Sie drückt richtig aus, daß mit zunehmender Kernladung Z die Spaltwahrscheinlichkeit rasch zunimmt. Mit zunehmender Kernmasse A sollte nach der Formel die Spaltwahrscheinlichkeit abnehmen, d. h., die schwersten Isotopen eines Elements sollten die niedrigste Spaltwahrscheinlichkeit haben. Dies ist nur teilweise richtig; insbesondere für die schweren Isotope eines jeden Elements ist die Wahrscheinlichkeit für spontane Spaltung vielfach um mehrere Zehnerpotenzen größer, als es die Formel angibt. Kerne mit ungerader Massenzahl spalten regelmäßig schwerer als Kerne mit gerader Massenzahl und gerader Kernladung, die den gleichen Wert von Z^2/A haben. U^{235} ist ein Kern mit ungerader Massenzahl, die Wahrscheinlichkeit für die spontane Spaltung ist hier um einen Faktor 24 kleiner als für U^{238}. Die beobachtete spontane Spaltung



22.1 Zerfallskonstanten für spontane Spaltung λ_{sp} in Abhängigkeit von Z^2/A

bei natürlichem Uran ist daher praktisch ganz auf das Hauptisotop U^{238} zurückzuführen. Daß U^{235} mit Neutronen leichter zu spalten ist als U^{238}, steht damit in Einklang, denn es spalten ja in diesen Fällen nicht die genannten Kerne, sondern die Zwischenkerne, deren Masse durch die Aufnahme eines Neutrons um 1 vergrößert ist. Übersteigt Z^2/A den Wert 45, so ist der betreffende Kern überhaupt nicht mehr stabil, die Potentialkurve in Fig. **21.1** hätte für $r \neq 0$ kein Maximum mehr (Kurve *d*), der Spaltung würde also keine Potentialschwelle entgegenstehen, der Kern wäre auch für kurze Zeiten nicht mehr existenzfähig. Zwischen dieser extremen Kurve, für die dE/dr für alle Werte von r negativ ist, und der Kurve für Uran (Kurve *c*) liegen Kurven, für die die Potentialschwelle nur so niedrig ist, daß die Spaltung wahrscheinlicher ist als alle übrigen Zerfallsarten. Ein derartiger Kern, der künstlich erzeugt werden kann, ist das Californiumisotop 254, das mit einer Halbwertszeit von 56 Tagen durch spontane Spaltung zerfällt. An sich sollte dieser Kern auch eine Alpha-Strahlung zeigen, jedoch ist die Zerfallswahrscheinlichkeit dafür so viel kleiner als für die Spaltung, daß sie bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte.



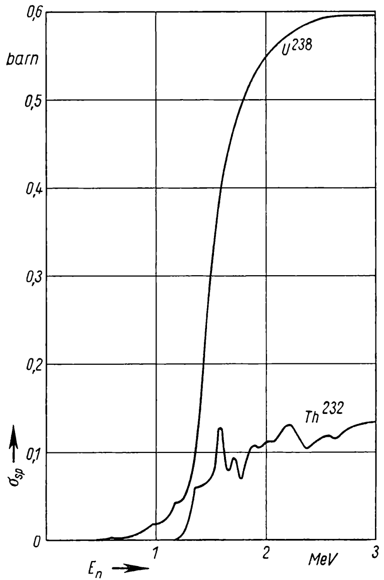
22.2 Potentialschwelle für die Spaltung von Uran (schematisch, vergrößerter Ausschnitt aus Kurve *c*, Fig. **21.1**)

1.23 Erzwungene Spaltung

Die Wahrscheinlichkeit für Spaltung kann außerordentlich vergrößert werden, wenn man dem betreffenden Kern Anregungsenergie zuführt. So ist zum Beispiel die Spaltung von Kupferkernen durch Protonen von 50 MeV experimentell nachgewiesen, obwohl in diesem Fall die Spaltung ein endothermer Prozeß ist. Wenn die Anregungsenergie größer wird als die Höhe der Potentialschwelle in Fig. **21.1**, wird in den meisten Fällen sofort eine spontane Spaltung stattfinden.

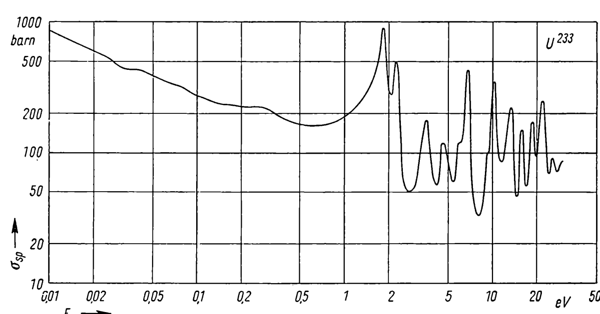
Von besonderem Interesse sind die Fälle, in denen die Anregungsenergie etwa die gleiche Größe hat wie die Potentialschwelle. Um die Verhältnisse hier zu verdeutlichen, sei ein kleiner Ausschnitt aus der Potentialkurve *c* aus Fig. **21.1**, die angenähert die Verhältnisse bei Uran wiedergibt, noch einmal vergrößert in Fig. **22.2** dargestellt. Nehmen wir zunächst an, der Urankern werde mit einem Energiebetrag $E_1 - E_0$ angeregt, der noch wesentlich kleiner ist als die Energie $E_s - E_0$, die der Höhe der Potentialschwelle entspricht. Dann ist für diesen angeregten Zustand die Spaltwahrscheinlichkeit sicher schon sehr viel größer als die Wahrscheinlichkeit

für die spontane Spaltung aus dem Grundzustand, also größer als etwa 10^{-15}/Jahr oder $3 \cdot 10^{-23}$/Sekunde, aber sie wird trotzdem noch sehr klein sein gegenüber der Wahrscheinlichkeit für die Aussendung eines Gamma-Quants (s.1.12), da die letztere etwa 10^{12}/Sekunde ist. Der Spaltprozeß kann also mit dem Gamma-Prozeß noch nicht konkurrieren, der angeregte Zustand wird daher praktisch immer durch Gamma-Strahlung in den Grundzustand übergehen. Die Wahrscheinlichkeit für die Gamma-Emission ist nur wenig von der Energie $E_1 - E_0$ abhängig, die Wahrscheinlichkeit für die Spaltung dagegen in extremem Maß. Sie nimmt mit zunehmender Anregungsenergie außerordentlich schnell zu. Wenn die Anregungsenergie $E_1 - E_0$ schließlich nahe an $E_s - E_0$ kommt, erreicht die Wahrscheinlichkeit für die Spaltung an einem bestimmten Punkt die gleiche Größe wie die Wahrscheinlichkeit für die Gamma-Emission. Die beiden Prozesse werden also konkurrenzfähig. Wird die Anregungsenergie noch etwas größer, so überwiegt die Spaltwahrscheinlichkeit die Wahrscheinlichkeit für die Gamma-Emission erheblich. Der so hoch angeregte Kern wird im wesentlichen durch Spaltung zerfallen und nur noch in seltenen Fällen durch Gamma-Strahlung in einen weniger hoch angeregten Zustand und schließlich in den Grundzustand übergehen. Die Anregungsenergie $E_s - E_0$ bildet also praktisch einen Schwellenwert für die Spaltung, obwohl schon bei wesentlich niedrigeren Energien Spaltung möglich wäre und obwohl schon aus dem Grundzustand E_0 heraus spontane Spaltungen erfolgen. In der Nähe des Schwellenwerts stehen Spaltung und Gamma-Emission miteinander in Konkurrenz; beide Prozesse können mit vergleichbarer Häufigkeit auftreten.

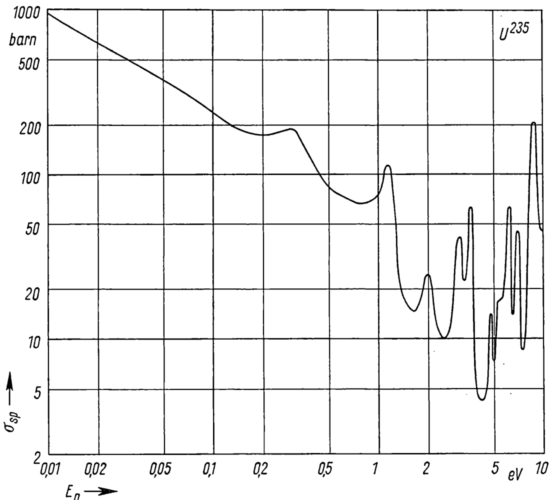


23.1 Spaltungsquerschnitt für Th^{232} und U^{238} gegenüber Neutronen. Man beachte in der Kurve für U^{238} die Stufen bei 0,60, 0,96 und 1,18 MeV.

In den Fig. **23.1** bis **25.1** ist der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Spaltung durch Neutronen für einige praktisch interessante Kerne angegeben. Man sieht, vor allem an der Kurve für U^{238}, daß kein scharfer Schwellenwert existiert. Daß die Kurven vielfach Stufen zeigen, ja hinter diesen sogar bisweilen Minima, kommt daher, daß für die Neutronenenergie, bei der die Stufe beginnt, diese eben ausreicht, um durch



23.2 Spaltungsquerschnitt von U^{233} gegenüber Neutronen



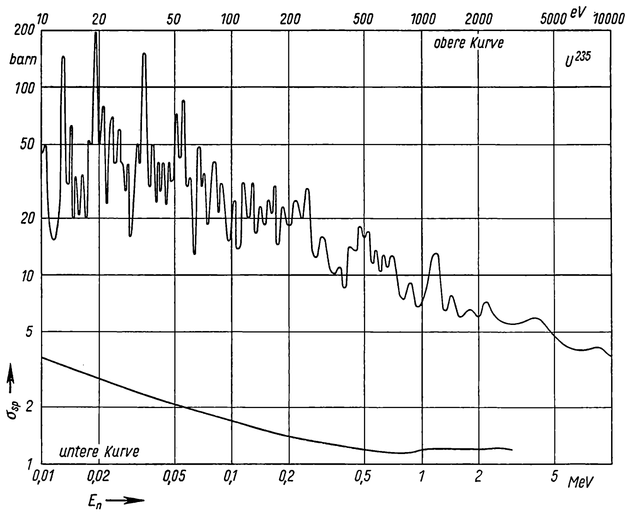
24.1 Spaltungsquerschnitt von U^{235} gegenüber langsamen Neutronen

einen unelastischen Streuprozeß auf einen angeregten Zustand zu führen. Durch die Konkurrenz der unelastischen Streuung wird der Spaltquerschnitt verkleinert.

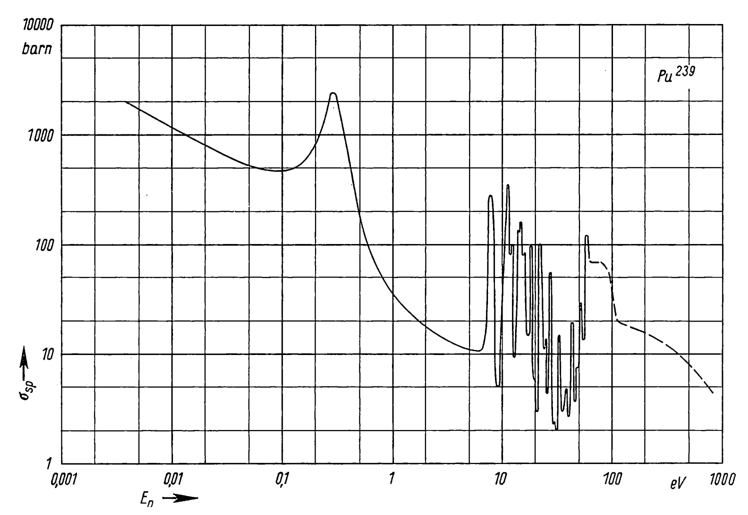
Im Prinzip ist es für die nachher auftretenden Effekte gleichgültig, woher der angeregte Kern seine Anregungsenergie erhalten hat. Dies kann durch Einfang geladener schneller Teilchen, durch Absorption von Gamma-Quanten oder durch Einfang von Neutronen geschehen. Im Zusammenhang mit Kernreaktoren ist nur der letztere Fall von Interesse.

1.24 Schwellenwert für Spaltung durch Neutronen

Fängt ein Kern mit der Massenzahl A ein Neutron ein, so entsteht zunächst ein angeregter Kern mit der Massenzahl A + 1. Die Anregungsenergie dieses Zwischenkerns ist die Bindungsenergie B_n des Neutrons an ihn, vermehrt um die kinetische Energie E_k des eingeschossenen Neutrons. Da es sich regelmäßig um Kerne mit sehr großer Masse handelt, kann die kinetische Energie des Schwerpunktssystems, die bei exakter Rechnung wieder abzuziehen wäre, vernachlässigt werden. Der Schwellenwert für die kinetische Energie der Neutronen, die imstande sind, Spal-



24.2 Spaltungsquerschnitt von U^{235} gegenüber epithermischen und schnellen Neutronen



25.1 Spaltungsquerschnitt von Pu^{239} gegenüber Neutronen

tungen auszulösen, ist also gegeben durch

$$E_{ks} = E_s - E_0 - B_n . \tag{2}$$

Man sieht, daß dieser Wert um so niedriger liegt, je größer die Bindungsenergie B_n des letzten Neutrons an den Zwischenkern ist. Nun ist im allgemeinen das letzte Neutron in einem Kern mit gerader Neutronenzahl um etwa 2 MeV stärker gebunden als in einem Kern mit ungerader Neutronenzahl. Bei Kernen mit gerader Ordnungszahl Z ist die Neutronenzahl N = A − Z für gerade Massenzahlen auch gerade. Die Schwelle für die Spaltung liegt daher bei Kernen mit geradem Z niedriger, wenn die Massenzahl des vom Neutron getroffenen Kerns ungerade ist, denn aus ihm entsteht ja durch Einfang des Neutrons ein Zwischenkern mit gerader Massenzahl, der schließlich eine Spaltung erleidet.

Praktisch hat das folgende Auswirkung: Von den Uranisotopen (Z = 92), die im Reaktor eine Rolle spielen, sind die mit den ungeraden Massenzahlen 233 und 235 leicht, und zwar schon mit thermischen Neutronen, zu spalten. Bei den Isotopen mit gerader Massenzahl 234, 236 und 238 liegt dagegen der Schwellenwert E_{ks} für die kinetische Energie der Neutronen, die noch eine Spaltung auslösen können, wesentlich über der thermischen Energie, und zwar in der Größenordnung von 1 MeV. Eine Spaltung mit thermischen Neutronen ist also hier nicht mehr möglich. Analoges gilt für die Plutoniumisotope (Z = 94) 239, 240, 241 und 242. Protactinium 233 (Z = 91) hat eine gerade Zahl von Neutronen, es ist mit thermischen Neutronen nicht mehr spaltbar. Neben den genannten gibt es noch eine große Anzahl von spaltbaren Kernen, die aber nur in so kleinen Mengen zu beschaffen oder zu erzeugen sind, daß sie im Reaktor keine Rolle spielen. In der Tab. **25.2** sind für

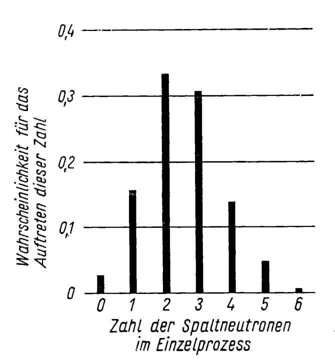
25.2 Bindungsenergie B_n des letzten Neutrons an den durch einen (n, γ)-Prozeß entstehenden Zwischenkern und Schwellenwert $E_s - E_0$ für die zur Spaltung erforderliche Anregungsenergie

Kern	B_n	$E_s - E_0$
Th^{232}	5,4	7,5
U^{233}	7,0	6,0
U^{235}	6,8	6,5
U^{238}	5,5	7,0
Pu^{239}	6,6	5,0

einige im Reaktorbetrieb interessante Kerne die Bindungsenergie des letzten Neutrons an den durch einen (n, γ)-Prozeß aus ihnen entstehenden Zwischenkern und die Höhe der Potentialschwelle $E_s - E_0$ angegeben. Ist $E_s - E_0 - B_n < 0$, so ist Spaltung durch thermische Neutronen möglich, im anderen Fall ergibt die Differenz nach Gl. (2) die Grenzenergie E_{ks} für die Neutronen, die noch mit erheblicher Wahrscheinlichkeit eine Spaltung auslösen können.

1.25 Konkurrenz zwischen Spaltung und Einfang

Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Zwischenkerns durch Einfang eines langsamen Neutrons hat bei schweren Kernen etwa folgenden Verlauf. Er fällt zunächst nach einem $1/v$-Gesetz ab, bis der geometrische „Kernquerschnitt", der bei etwa 2 barn liegt, erreicht ist. Dem Abfall nach einem $1/v$-Gesetz sind zahlreiche von Kern zu Kern völlig verschieden liegende Resonanzstellen überlagert (s. z. B. Fig. **17.1**). Dieser Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Neutrons σ_a teilt sich in zwei Anteile σ_{sp} und σ_γ. Der erste Teil bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für die Spaltungsreaktion, der zweite den für die (n, γ)-Reaktion. Das Verhältnis $\sigma_\gamma/\sigma_{sp}$ bezeichnet man in der Literatur allgemein mit α. Unterhalb des Schwellenwerts für die Spaltung ist α eine sehr große Zahl, in der Nähe des Schwellenwerts erreicht es die Größenordnung 1, etwas oberhalb des Schwellenwerts geht es auf wenige Prozent zurück. α ist aber keineswegs eine monotone Funktion der Neutronenenergie, es kann besonders in der Gegend von Resonanzgebieten nicht unerhebliche Schwankungen aufweisen. Für die Ausnützung des Brennstoffs im Reaktor ist es entscheidend, daß α klein ist, denn auf jeden gespaltenen Brennstoffkern kommen α Brennstoffkerne, die durch eine (n, γ)-Reaktion umgewandelt werden, so daß insgesamt pro Spaltung $1 + \alpha$ Brennstoffkerne verbraucht werden. In Tab. **31.1** sind einige praktisch wichtige Werte für α angegeben. Die durch (n, γ)-Prozesse aus Brennstoffkernen gebildeten neuen Kerne sind regelmäßig nicht mehr durch thermische Neutronen spaltbar, sie gehen also als Brennstoff verloren.



26.1 Verteilung der Anzahl der Spaltungsneutronen bei einzelnen Spaltungen von U^{235} mit Neutronen von 80 keV. Nach Leachmann.

1.26 Spaltungsneutronen

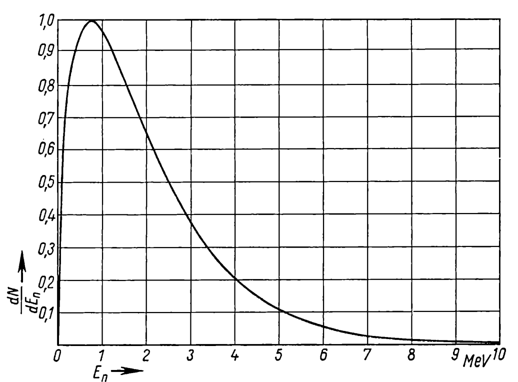
Durch die Spaltung eines schweren Kernes werden zwei neue Kerne von mittlerer Masse erzeugt. Diese Kerne befinden sich in den meisten Fällen zunächst nicht im Grundzustand, sondern führen noch eine verhältnismäßig große Anregungsenergie mit, die etwa bei 10 bis 15 MeV liegt, aber von Fall zu Fall sehr verschiedene Werte hat. Diese Anregungsenergie ist in den meisten Fällen größer als die Bindungsenergie des letzten Neutrons an den betreffenden Kern. In diesen Fällen wird ein Neutron von dem angeregten Kern emittiert. Dabei sinkt die Anregungsenergie um die Bindungsenergie dieses Neutrons, vermehrt um seine kinetische Energie nach der Emission. Der Vorgang verläuft ganz analog einer Verdampfung, wo durch Abdampfen von Materie aus einem Flüssigkeitstropfen eine Abkühlung eintritt. Wenn die Anregungsenergie nach dem Abdampfen des ersten Neutrons noch ausreicht, kann auch noch ein zweites, eventuell sogar noch ein drittes Neutron wegdampfen. Auf diese Weise entstehen als Folgeprodukte einer Kernspaltung neue Neutronen. Die Zahl der so erzeugten Neutronen ist also durch die mittlere Anregungsenergie der primär entstehenden Spaltkerne bestimmt. Diese

hängt wiederum von der Anregungsenergie des spaltenden Kernes ab. Als Faustregel gilt, daß eine Erhöhung der Anregungsenergie des zu spaltenden Kernes um 1 MeV die mittlere Zahl der Spaltungsneutronen um 0,125 erhöht.

In Fig. **26.1** sind für die Spaltung von U^{235} mit Neutronen von 80 keV die Wahrscheinlichkeiten eingetragen, daß bei einer individuellen Spaltung eine bestimmte Zahl von Neutronen entsteht. Man sieht, daß gelegentlich auch die Zahl 0 vorkommt, 2 und 3 sind am häufigsten, 6 ist bereits extrem selten.

Das Energiespektrum der Spaltungsneutronen ist wesentlich durch die Verteilung der Anregungsenergien in den primären Spaltkernen bestimmt, anschaulich ausgedrückt also durch die Temperatur dieser Kernmaterie. Sie entspricht angenähert einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung. Eine gewisse Verschiebung dieser Verteilung entsteht dadurch, daß die Neutronen bereits emittiert werden, bevor die mit großer Energie auseinanderfliegenden Spaltstücke zur Ruhe gekommen sind. Fig. **27.1** zeigt ein typisches Energiespektrum von Spaltneutronen.

Reicht die Anregungsenergie des angeregten Spaltkerns nicht mehr aus, um ein Neutron zu emittieren, so wird der restliche Energieüberschuß in Form von Gamma-Quanten ausgesandt, die im allgemeinen pro Quant eine Energie von 2 bis 4 MeV mitführen. Neben einer Neutronenstrahlung ist die Spaltung also immer auch von einer energiereichen direkten Gamma-Strahlung begleitet.



27.1 Energieverteilung der Spaltungsneutronen bei Spaltung von U^{235} durch thermische Neutronen (Näherung)

1.27 Spaltprodukte

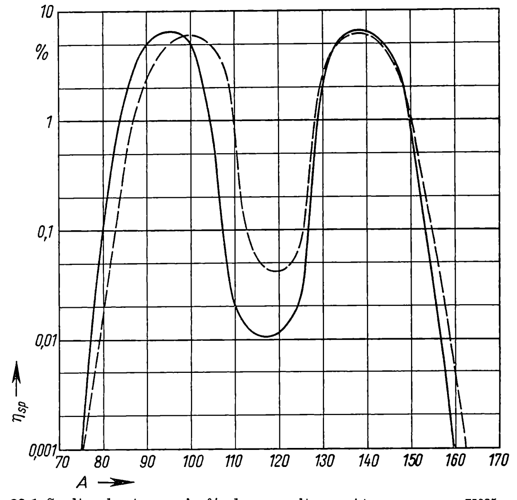
Das Verhältnis der Neutronenzahl N zur Protonenzahl Z liegt bei den spaltbaren Kernen etwa zwischen 1,55 und 1,60. Den gleichen Wert hat dieses Verhältnis im Mittel auch für die primär entstehenden Spaltprodukte. Für die stabilen Kerne von mittlerer Masse liegt der Wert für N/Z jedoch zwischen 1,20 und 1,45, wobei die erste Zahl den leichtesten, die zweite den schwersten Spaltprodukten entspricht. Bei den primär entstehenden Spaltprodukten ist also das Verhältnis N/Z für ihre Massenzahl zu groß. Dieser Neutronenüberschuß ist aber nicht die Ursache für eine Neutronenemission. Als deren Ursache haben wir eben die hohe Anregungsenergie der Spaltkerne kennengelernt. Der Neutronenüberschuß hat dagegen zur Folge, daß die meisten primären Spaltprodukte radioaktive Beta-Strahler sind, die durch Beta-Strahlung jeweils ein Neutron in ein Proton verwandeln. Der Beta-Prozeß wiederholt sich so oft, bis ein für die betreffende Massenzahl stabiles Verhältnis von Neutronen zu Protonen erreicht ist. Die primären Spaltprodukte sind also im allgemeinen die Anfangsglieder radioaktiver Reihen, die im Durchschnitt etwa vier Glieder haben, bis sie in einen stabilen Endkern übergehen.

In einem Reaktor entsteht daher eine sehr beträchtliche Menge von radioaktiven Stoffen. Eine überschlägliche Berechnung ergibt für die Gleichgewichtsaktivität nach längerem Betrieb folgendes: pro Watt Reaktorleistung sind $6{,}2 \cdot 10^{12}$ MeV Spaltenergie pro Sekunde oder, da eine Spaltung rund 200 MeV ergibt, $3 \cdot 10^{10}$ Spaltungen

pro Sekunde erforderlich. Damit im Gleichgewicht stehen nach dem eben Gesagten etwa $24 \cdot 10^{10}$ Beta-Umwandlungen pro Sekunde. $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Umwandlungen pro Sekunde sind definiert als eine Radioaktivität von 1 Curie (c). Pro Watt Reaktorleistung enthält ein Reaktor also im Gleichgewicht 6 bis 7 c an radioaktiven Spaltprodukten. Diese riesigen Mengen an radioaktiven Stoffen erfordern beim Reaktorbetrieb nicht nur eine sehr starke Abschirmung[1]), sondern auch äußerste Vorsichtsmaßnahmen, da selbst winzige Bruchteile dieser radioaktiven Spaltstoffe nicht nach außen gelangen dürfen.

Tab. **A** 4, **A** 5 und **A** 6 enthalten eine Zusammenstellung der durch Kernspaltung entstehenden radioaktiven Reihen. Nicht in jedem Einzelfall beginnt die Reihe bei dem ersten aufgezeichneten Glied, es können auch Kerne in der Mitte oder am Ende einer Reihe bereits primär entstehen, im allgemeinen entsteht das zweite und dritte Glied primär häufiger als das erste angegebene. In vielen Fällen sind die ersten Glieder einer Reihe wegen ihrer kurzen Halbwertszeit nicht genau bekannt. Daß besonders häufig Edelgase (Krypton oder Xenon) als Anfangsglieder einer Reihe auftreten, liegt nicht daran, daß diese Kerne bevorzugt als primäre Spaltprodukte entstehen, sondern es hat seinen Grund darin, daß man experimentell Methoden hat, die Edelgase schon in Bruchteilen von Sekunden aus einer bestrahlten Lösung, die spaltbare Substanz enthält, zu isolieren und nachzuweisen.

Es ist heute noch nicht in allen Fällen bekannt, mit welcher Intensität ein bestimmtes Glied einer Reihe bereits primär entsteht und wieviel davon durch Beta-Strahlung über die betreffenden Muttersubstanzen gebildet wird. Man weiß dies z. B. bei Xenon 135, weil dessen Bildung wegen seines extrem hohen Wirkungsquerschnitts (s. 1.174 und 3.231) für die Funktion des Reaktors von wesentlicher Bedeutung ist. Hier entstehen bei Spaltung von Uran 235 rund 5% des Xenon 135 direkt durch Spaltung, 95% durch Beta-Umwandlung über Jod 133 und zum Teil über noch frühere Glieder der Zerfallsreihe. In manchen Fällen, z. B. bei der Masse 136, endet die radioaktive Reihe bei einem stabilen Endprodukt (Xe^{136}). Der nächste Kern mit gleicher Massenzahl, aber um eins größerer Ordnungszahl (Cs^{136}) ist aber wieder radioaktiv. Wenn er, wie in dem angegebenen Beispiel, unter den Spaltprodukten beobachtet wird, muß er immer direkt entstanden sein. In Tab. **A** 4, **A** 5 und **A** 6 ist auch angegeben, wieviel Prozent der Spaltung bei einer bestimmten Spaltungsart auf die betreffenden Massenzahlen führen.



28.1 Spaltausbeute η_{sp} in % der gespaltenen Atome. – – – U^{235}, —— Pu^{239}

[1]) Die Abschirmung muß außerdem noch die im vorigen Abschnitt erwähnte direkte Gamma-Strahlung aus den primär entstandenen angeregten Spaltkernen absorbieren. Diese ist noch einer beträchtlich höheren Radioaktivität äquivalent. Man berechnet üblicherweise Reaktorabschirmungen für eine Gamma-Aktivität von 100 c/W Reaktorleistung.

Man sieht, daß die Verteilung der Spaltprodukte bei Spaltung verschiedener Brennstoffkerne nicht unbeträchtliche Unterschiede aufweist. Fig. **28.**1 zeigt die Verteilung der Spaltprodukte über die verschiedenen Massenzahlen für verschiedene gespaltene Kerne. Für die schwereren Hälften der Spaltprodukte stimmen die Kurven für U^{235} und Pu^{239} praktisch überein, so daß die Teilkurve für die leichtere Hälfte von U^{235} zu Pu^{239} um vier Einheiten nach höheren Massenzahlen hin verschoben ist. Es ist physikalisch interessant, daß beim Übergang zu Americum 241 die Verteilung der Spaltprodukte für die schwere Hälfte immer noch angenähert gleich bleibt, während der leichtere Teil nochmals um zwei Masseneinheiten weiterrückt.

Bei der Spaltung von U^{238} mit schnellen Neutronen ist die Verteilung der für U^{235} gezeichneten Kurve sehr ähnlich, nur ist die Einsattelung in der Mitte gegenüber den Maxima nicht um einen Faktor 600, sondern nur etwa um einen Faktor 100 tiefer.

Tab. **A** 3 gibt die radioaktiven Daten einiger wichtiger Spaltprodukte an, die entweder in großer Häufigkeit entstehen oder infolge ihrer langen Halbwertszeit oder der ihrer Muttersubstanz in der radioaktiven Reihe noch nach längerer Zeit in merkbarer Menge vorhanden sind.

1.28 Verzögerte Neutronen

In vielen Fällen entsteht durch Beta-Umwandlung ein angeregter Kern. Meist ist es dann so, daß für einen bestimmten Mutterkern ein Teil der Beta-Umwandlungen auf den Grundzustand des Tochterkerns, ein Teil auf einen angeregten Zustand führt. Dieser angeregte Zustand geht gewöhnlich unter Aussendung von Gamma-Strahlung in den Grundzustand über. Nur in vereinzelten Fällen ist die Anregungsenergie des Tochterkerns höher als die Bindungsenergie des letzten Neutrons an ihn. In diesen Fällen wird zugleich mit der Beta-Umwandlung ein Neutron emittiert, was wir schon in 1.154 erwähnt haben. Diese Neutronen entstehen also nicht, wie der größte Teil der Spaltungsneutronen, im Augenblick der Spaltung, sondern erst, wenn die betreffende Beta-Umwandlung stattgefunden hat. Sie treten also gegenüber der Spaltung im Mittel um die mittlere Lebensdauer des Beta-Strahlers verzögert auf.

Man kennt unter den Spaltprodukten sechs Gruppen verzögerter Neutronen, deren charakteristische Daten in Tab. **30.**1 zusammengefaßt sind. Nur bei zweien davon war es bisher möglich, sie mit Sicherheit einem bekannten Beta-Strahler zuzuordnen. Bei drei weiteren ist die Zuordnung wahrscheinlich, jedoch war hier bisher, ebenso wie bei der nicht zugeordneten, eine nähere Untersuchung wegen der kurzen Halbwertszeit nicht möglich. Die Kerne, die verzögerte Neutronenstrahlung zeigen, entstehen praktisch alle als primäre Spaltprodukte, so daß man für jede Gruppe der verzögerten Neutronen mit einem einfachen exponentiellen Abfallgesetz rechnen kann. Würden sie erst spätere Zwischenprodukte in einer radioaktiven Reihe sein, so wäre das Abfallgesetz erheblich komplizierter. Nur bei J^{137} scheint noch ein sehr kurzlebiges Vorprodukt Te^{137} mit geringer Wahrscheinlichkeit aufzutreten.

Wie die Tab. **30.**1 und **30.**2 zeigen, ist der Anteil der verzögerten Neutronen an der Gesamtzahl der Spaltungsneutronen (β) für verschiedene Kernbrennstoffe wesentlich verschieden. Das ist von erheblicher Bedeutung für den Betrieb eines Reaktors, da die Steuerfähigkeit eines Reaktors ganz wesentlich durch den Anteil der verzögerten Neutronen bedingt ist.

Der beträchtliche Unterschied zwischen den Werten für β, dem Anteil der verzögerten Neutronen an der Gesamtzahl der Spaltneutronen, ist durch zwei Ursachen bedingt. Erstens weichen die Kurven für die Verteilung der Spaltprodukte auf die einzelnen Massenzahlen bei verschiedenen Kernbrennstoffen erheblich voneinander ab, insbesondere bei den niedrigeren Massenzahlen, was auch Verschiebungen der Häufig-

30.1 Anteil der verzögerten Neutronen in den verschiedenen Gruppen in 10^{-5} der Gesamtneutronenzahl

Kern	Halbwerts-zeit (s)	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
Br^{87}	55,6	18	25	12
J^{137}	22,0	58	166	94
Br^{89} (?)	4,5	86	213	112
Sb^{125} (?)	1,5	61	241	105
As^{85} (?)	0,43	18	85	14
?	0,12		25	
β		0,241 %	0,755 %	0,337 %

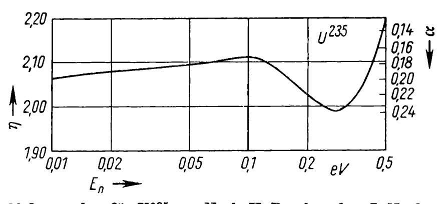
30.2 Prozentsatz β der verzögerten Neutronen bei Spaltung durch schnelle Neutronen (breites Energiespektrum mit mittlerer Energie 1 MeV, Reaktor Zephyr). Nach H. Rose und R. D. Smith

Kern	Th^{232}	U^{233}	U^{235}	U^{238}	Pu^{239}
β	1,6%	0,28%	0,68%	1,5%	0,23%

keitsverteilung der verzögerten Neutronenstrahler bedingt. Der Hauptgrund ist aber der folgende: In den Spaltprodukten des leichteren U^{233} ist der Neutronenüberschuß durchschnittlich um eins kleiner als in den Spaltprodukten von U^{235}, um mehr als zwei als in denen von U^{238}. Die radioaktiven Reihen sind also bei U^{233} im Durchschnitt um ein Glied kürzer als bei U^{235}. Es wird daher bei U^{233} mit sehr viel größerer Wahrscheinlichkeit erst das zweite in Tab. A 4, A 5 und A 6 verzeichnete Glied als primäres Spaltprodukt auftreten. Da nun alle bekannten verzögerten Neutronenstrahler die Anfangsglieder der betreffenden radioaktiven Reihen sind, wird gerade deren Häufigkeit bei der Spaltung des leichteren Uranisotops sehr viel geringer sein als bei der des schwereren. Regelmäßig gilt daher, daß der spaltbare Kern mit dem höchsten Neutronenüberschuß, unter mehreren Isotopen also jeweils das schwerste, den höchsten Anteil von verzögerten Neutronen ergibt.

1.29 Neutronenökonomie

Die im Mittel bei einer Spaltung erzeugte Neutronenzahl $\bar{\nu}$ ist abhängig von der Art und Anregungsenergie des Zwischenkerns und damit praktisch von der Art des Reaktorbrennstoffs und von der Energie der spaltenden Neutronen. Für thermische Energien liegen die Zahlen bei den drei in Betracht kommenden Brennstoffen zwischen zwei und drei. Bei Spaltung mit thermischen Neutronen liegt die mittlere Zahl der Spaltneutronen bei Pu^{239} besonders hoch, hier ist $\bar{\nu} = 2{,}88$.



30.3 η und α für U^{235}. — Nach H. Pavlevsky, J. Nucl. Energy **3** (1956), 177.

Trotzdem ist dieser Brennstoff in bezug auf Neutronenausbeute der am wenigsten günstige, denn bei Pu^{239} hat auch α, das Verhältnis der Zahl der (n, γ)-Reaktionen zur Zahl der Spaltungen, einen besonders hohen Wert, nämlich 0,42. Würden alle von den durchschnittlichen 2,88 Neutronen, die bei einer Spaltung erzeugt werden, auf thermische Energie abgebremst und dann wieder von Pu^{239}-Kernen absorbiert, so würde doch nur der Bruchteil $1/(1 + \alpha)$ eine neue Spaltung hervorrufen, der Bruchteil $\alpha/(1 + \alpha)$ dagegen einen Pu^{239}-Kern in einen Pu^{240}-Kern verwandeln. Die in einem theoretischen Idealfall maximal

zur Auslösung weiterer Spaltungen zur Verfügung stehende Neutronenzahl ist daher nicht $\bar{\nu}$, sondern

$$\eta = \bar{\nu}\,\frac{1}{1+\alpha}\,. \qquad (3)$$

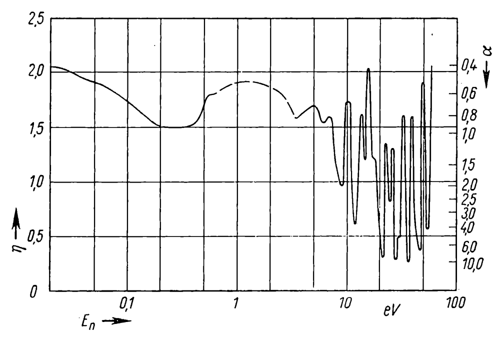
Im vorliegenden Fall für Pu^{239} ist η also gleich 2,03. In Tab. **31.1** sind einige Werte für $\bar{\nu}$, α und η angeführt. Fig. **30.1** und **31.2** zeigen den Verlauf von η und α mit der Neutronenenergie. $\bar{\nu}$ ist, wie auf S. 27 erwähnt, nur sehr wenig von der Neutronenenergie abhängig.

31.1 Mittlere Zahl der Neutronen pro Spaltung $\bar{\nu}$, Verhältnis der Einfangprozesse zu den Spaltprozessen α und mittlere Zahl der Neutronen pro absorbiertes Neutron η

thermische Neutronen			
	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
$\bar{\nu}$	2,51	2,45	2,88
η	2,31	2,08	2,03
α	0,09	0,18	0,42
η für schnelle Neutronen. Nach Spivak u. a.			
	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
250 keV	2,46	2,09	2,54
900 keV	2,60	2,28	2,57

Eine Voraussetzung dafür, daß überhaupt eine Kettenreaktion zustande kommen kann, ist $\eta > 1$. Diese Voraussetzung genügt aber praktisch noch nicht, da in einem wirklichen Reaktor während des Verlangsamungsprozesses vor allem an den Resonanzstellen der verschiedenen Strukturelemente Neutronen weggefangen werden. Ferner wird ein Teil der thermischen Neutronen von anderen Materialien als dem Brennstoff eingefangen, insbesondere von Kernen des Moderators. Schließlich kann der Reaktor nur eine endliche Ausdehnung haben, so daß Neutronen durch Diffusion durch die Oberfläche verlorengehen. Alle diese Effekte bewirken, daß η für einen praktisch funktionierenden Reaktor erheblich größer als eins sein muß, denn durch die genannten Verluste dürfte auch im günstigsten Fall etwa ein Fünftel der Neutronen verlorengehen.

Ist η nicht nur größer als eins, sondern größer als zwei, so ist ein besonderer Typ von Reaktor möglich, in dem ein Neutron aus jeder Spaltung eine weitere Spaltung verursacht, was ja Vorbedingung für den stationären Betrieb des Reaktors ist, und ein zweites Neutron von einem sog. brütbaren Stoff eingefangen wird. Als brütbaren Stoff oder Ausgangsstoff bezeichnet man eine Substanz, deren Kerne zwar mit thermischen Neutronen nicht spaltbar sind, sich aber durch Einfang eines Neutrons und eventuell anschließende Beta-Prozesse in mit thermischen Neutronen spaltbare Kerne verwandeln. Durch Einfangen in einen Kern eines brütbaren Stoffes wird also aus diesem ein neuer Brennstoffkern erzeugt. Einen Reaktor, bei dem die eben genannte Bedingung erfüllt ist, daß aus jedem verbrauchten Brennstoffkern mindestens ein neuer Brennstoffkern aus brütbarem Stoff erzeugt wird, bezeichnet man als Brutreaktor oder Brüter. In den Brutreaktoren wird also effektiv kein Brennstoff verbraucht, sondern nur brütbarer Stoff. Die Menge an Brennstoff kann in ihnen sogar langsam vermehrt werden. (Die Vermehrung geschieht immer langsam, auch in den gelegentlich als „Schnellbrüter“ bezeichneten Reaktoren,



31.2 η und α für Pu^{239}. — Im wesentlichen nach F. J. M. Farley, J. Nucl. Energy **3** (1956), 33.

„Schnellbrüter“ [fast breeder] ist nämlich nur eine etwas irreführende Abkürzung für „Brutreaktor, der mit schnellen [Gegensatz zu thermischen] Neutronen betrieben wird“.)

Reaktoren, bei denen die Brutbedingung nicht ganz erfüllt ist, in denen aber doch wenigstens ein gewisser Teil des verbrauchten Brennstoffs durch Umwandlung von brütbarem Stoff wieder ergänzt wird, nennt man Umwandlungsreaktoren oder Konverter. Den Anteil der neu erzeugten Brennstoffkerne zu den verbrauchten nennt man die Konversionsrate des Reaktors. Den entscheidenden Unterschied zwischen einem Konverter selbst mit guter Konversionsrate und einem echten Brüter sieht man an folgendem Zahlenbeispiel: Natürliches Uran enthält 0,72% Brennstoff U^{235}, im übrigen den brütbaren Stoff U^{238}. Bei einer Konversionsrate von 0,9, wie sie auch in gut gebauten Reaktoren mit natürlichem Uran nur angenähert erreicht werden kann, könnten im Idealfall maximal

$$0{,}72\% \cdot \sum_{i=1}^{\infty} 0{,}9^i = \frac{1}{1-0{,}9} \cdot 0{,}72\% = 7{,}2\%$$

des vorhandenen natürlichen Urans zur Energieerzeugung ausgenützt werden. Hätte man dagegen eine Konversionsrate von 1 oder mehr und damit einen echten Brutreaktor, so wäre der gesamte Vorrat an Uran 238 und Thorium 232, das sind die beiden brütbaren Materialien, für die Energieerzeugung verwendbar.

Um einen praktisch funktionierenden Brutreaktor zu konstruieren, muß η nicht unerheblich größer als 2 sein. Man rechnet im allgemeinen, daß es über 2,25 liegen muß. Bei Verwendung thermischer Neutronen scheiden daher Uran 235 und Plutonium 239 als Brennstoffe für echte Brutreaktoren aus. Nur mit U^{233}, bei dem η den Wert 2,31 hat, ist ein Brüten mit thermischen Neutronen möglich. Die Verhältnisse ändern sich, wenn ein Reaktor nicht mit thermischen, sondern mit schnellen Neutronen betrieben wird. Für schnelle Neutronen werden die Werte für $\bar{\nu}$ etwas größer und die für α bedeutend kleiner. Die Werte für η liegen dann für alle drei Brennstoffarten so weit über 2, daß ein Brüten mit Erfolg möglich ist. Die heute in der Literatur angegebenen Zahlenwerte sind allerdings noch recht ungenau. Für U^{233} ist η schon mit thermischen Neutronen hinreichend groß für einen Brüter und nimmt auch für schnelle Neutronen keinen sehr viel höheren Wert mehr an. Es wird daher nicht zweckmäßig sein, einen Thorium-U^{233}-Brüter mit schnellen Neutronen zu betreiben; dieser Typ wird zweckmäßig mit thermischen Neutronen betrieben. Ein Uran-Pu^{239}-Brüter kann dagegen nur mit schnellen Neutronen funktionieren. Da U^{235} im Brutprozeß nicht neu entsteht, hat es im Brutreaktor nur für die erste Betriebsperiode Bedeutung, allmählich wird es dann durch Pu^{239} oder U^{233} ersetzt. Ein mit schnellen Neutronen betriebener Reaktor setzt voraus, daß in ihm Brennstoffelemente verwendet werden, die neben U^{238} oder Th^{232} einen verhältnismäßig hohen Prozentsatz der gut spaltbaren Substanzen U^{233}, U^{235} oder Pu^{239} enthalten, da sich für schnelle Neutronen die Wirkungsquerschnitte für Neutroneneinfang zwischen Brennstoffen und Ausgangsstoffen nicht mehr wesentlich unterscheiden. Es muß also mehr Brennstoff als Ausgangsstoff da sein, damit der größere Teil der Neutronen wieder eine Spaltung hervorrufen kann und nicht durch unelastische Stöße, vor allem in den Kernen der Ausgangsstoffe, abgebremst und schließlich durch (n, γ)-Prozesse in diesen eingefangen wird.

Zusammenfassende Literatur

Bacon, G. E., Neutron Diffraction, Oxford 1955. — Bethe, H. A., u. Morrison, Ph., Elementary Nuclear Theory, New York 1956. — Evans, R. D., The Atomic Nucleus, New York 1955. — Finkelnburg, W., Einführung in die Atomphysik, 4. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956. — Green, A. E. S., Nuclear Physics, New York 1955. — Riezler, W., Einführung in die Kernphysik, 6. Aufl., München 1958. — Segrè, E., Experimental Nuclear Physics (2 Bde.), New York und London 1953.

1.3 Durchgang von Strahlung durch Materie*)

1.31 Definitionen und einfache Beziehungen

1.311 Übersicht, Definition der Wirkungsquerschnitte

Im Reaktor entsteht eine große Zahl schneller und langsamer Neutronen, Ionen, Elektronen und Positronen und eine intensive Gamma-Strahlung. Alle Strahlungsarten treten schon im Reaktor selbst in Wechselwirkung mit Materie, und die Kenntnis der daraus folgenden Änderungen der physikalischen Eigenschaften der Strahlung ist notwendig für das Verständnis der Arbeitsweise des Reaktors (man denke z. B. an die Auswahl geeigneter Substanzen für die Bremsung schneller Neutronen). Ein großer Teil der Strahlung verläßt die Reaktionszone, und ihre Intensität (Teilchenstromdichte bzw. Energiestromdichte) muß mit Hilfe von Absorbern oder anderer Maßnahmen auf ein solches Maß geschwächt werden, daß das Bedienungspersonal nicht gefährdet wird und Meßgeräte nicht gestört werden. Auch hierbei ist die Wechselwirkung der Strahlung mit Materie ein wichtiges Hilfsmittel zur Lösung technischer Fragen. Und schließlich ist für die gesamte kernphysikalische Meßtechnik die Kenntnis der beim Durchgang von Strahlung durch Materie auftretenden Prozesse unerläßlich.

Das Ergebnis der Wechselwirkung (WW) von Strahlung mit Materie ist, daß nach gewissen, für Strahlungsart und Materie charakteristischen Weglängen (Schichtdicken) die Strahlung nicht mehr nachweisbar ist[1]). Die Abhängigkeit dieser Weglängen von der Teilchenenergie und -art wird bei geladenen Teilchen quantitativ in Form der Energie-Reichweite-Beziehung angegeben. Bei schweren Ionen (p, d, α, ..., Spalttrümmer) verläuft die Teilchenbahn in Materie, abgesehen von den Kernstößen, praktisch geradlinig, und die Nicht-mehr-Nachweisbarkeit beruht darauf, daß unter Erhaltung der Teilchenstromstärke die Geschwindigkeit längs der Bahn durch Bremsung so weit abgenommen hat, bis eine zur Bildung eines Meßsignals ausreichende WW nicht mehr besteht. Bei Elektronen- und Gamma-Strahlung sowie für Neutronen sind die Zusammenhänge wegen der nun stärkeren Streuung komplizierter, auch treten Prozesse auf, bei denen Quanten- oder Teilchenerzeugung oder -vernichtung stattfindet [z. B. Bremsstrahlung, Paarbildung, (n, γ)-Prozesse]. Aber auch hier werden beim Passieren von Materieschichten Eigenschaften des Strahlungsbündels verändert, und aus der Analyse dieser Veränderungen werden Absorptionskoeffizienten und Wirkungsquerschnitte (WQ) der Einzelprozesse bestimmt. Umgekehrt wird man aus den WQ abschätzen können, welchen Einflüssen ein Teilchen innerhalb der Materie ausgesetzt ist.

Für ein gegebenes Teilchenbündel bedeutet die WW mit Materie stets, daß die Energiestromstärke im Bündel abnimmt, während die Materie die abgegebene Energie schließlich in Form von Wärme oder anderer Veränderungen aufnimmt (s. 2.4).

Die Definition des WQ geht davon aus, daß in Materie eine Änderung der physikalischen Eigenschaften der eingeschossenen Teilchen erfolgt:

a) Änderung der Richtung des Geschwindigkeitsvektors (Streuung),
b) Änderung der kinetischen Energie (Bremsung),
c) Änderung der Ladung (von Ionen) (Umladung),
d) echte Absorption, d. h. das Teilchen als solches verschwindet [z. B. Photoeffekt oder (n, γ)-Prozeß].

Infolge dieser Veränderungen nimmt die Zahl der Teilchen mit vorgegebenen Eigenschaften nach Durchlaufen der Strecke $\mathrm{d}x$ um

$$\mathrm{d}I = -I \cdot N_v \cdot \sigma \cdot \mathrm{d}x \tag{1}$$

*) Verfaßt von D. Kamke, Marburg.

[2]) Bekanntlich nimmt im Vakuum die Stromdichte im Strahlungsfeld einer Punktquelle proportional $1/r^2$ ab. Von dieser zusätzlichen Abnahme der Stromdichte wird hier vorläufig abgesehen.

Teilchen ab, wobei N_v die Zahl der Atome in der Volumeinheit der Substanz (allgemein auch die Zahl der WW-Zentren) und I entweder Teilchenstromstärke oder Teilchenstromdichte ist. Durch Gl. (1) wird der Wirkungsquerschnitt σ als eine Fläche definiert (s. auch 1.18). Im Falle der WW von Gamma-Strahlung mit Materie gibt Gl. (1) die Abnahme der Quantenstromstärke, bei monochromatischer Strahlung liefert die Multiplikation beider Seiten mit $h\nu$ die Abnahme der Energiestromstärke. — Beim Bremsprozeß wird für die Definition des Bremsquerschnitts die Definitionsgleichung etwas abgeändert, sie lautet jetzt

$$\mathrm{d}E = -N_v \cdot \sigma_{br} \cdot \mathrm{d}x \tag{1a}$$

und gibt die Energieabnahme $\mathrm{d}E$ eines Teilchens auf dem Weg $\mathrm{d}x$ an. Der Bremsquerschnitt σ_{br} wird danach gemessen z. B. in keVcm². — Vielfach werden die Schichtdicken nicht als Längen, sondern als Masse/belegte Fläche (Einheit z. B. g/cm²) angegeben; dafür wird statt N_v die Zahl der Atome in der Masseneinheit eingeführt, so daß σ wiederum als Fläche definiert ist.

Das Produkt aus N_v und σ (Absorptionskoeffizient) hat die Dimension einer reziproken Länge. Ist der WQ konstant, so ergibt sich aus Gl. (1) ein exponentielles Absorptionsgesetz, und der Kehrwert des Absorptionskoeffizienten, $\frac{1}{N_v \cdot \sigma}$, gibt an, nach welcher Materieschicht die Teilchenzahl auf 1/e abgeklungen ist.

Der durch Gl. (1) definierte WQ gibt die Wahrscheinlichkeit wieder, daß ein Teilchen nach Passieren der Schicht entweder ausgeschieden ist [z. B. Photoeffekt, (n, γ)-Prozeß] oder daß seine physikalischen Eigenschaften so geändert sind (z. B. Streuung), daß es bei einer Messung hinter der Materieschicht nicht mehr registriert wird. Gl. (1) kann aber noch erweitert werden, wenn danach gefragt wird, mit welcher Wahrscheinlichkeit bei dem WW-Prozeß das einlaufende Teilchen in die Richtung ϑ, φ (also in das Raumwinkelelement $\mathrm{d}\omega$ im Schwerpunktsystem), bzw. Θ, Φ (Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega$ im Laborsystem) abgelenkt wird. Dann schreibt man statt Gl. (1)

$$\mathrm{d}I = -I N_v \, \sigma_\Omega \, \mathrm{d}x \cdot \mathrm{d}\Omega\,,$$

und σ_Ω ist der differentielle Wirkungsquerschnitt[1]). Bei vielen Stoßprozessen ergibt sich, daß σ_ω (im Schwerpunktsystem) unabhängig von den Winkeln ϑ und φ ist, dann liegt Isotropie der Streuung vor. Bei der Umrechnung ins Labor (L)-System sind im WQ die Winkel ϑ und φ durch die entsprechenden des L-Systems zu ersetzen, außerdem muß das Raumwinkelelement umgerechnet werden. Der allgemeine Fall ergibt dann, daß σ_Ω von Θ und Φ und meist auch von der Einschießenergie der Teilchen abhängt.

1.312 Energie- und Impulssatz

Für jeden Fall der WW gilt unabhängig von der Natur der wirksamen Kräfte der Energie- und Impulssatz, der Energie und Impuls der beteiligten Teilchen vor dem Stoß mit denen nach dem Stoß außerhalb des WW-Bereiches verknüpft. Der Stoßvorgang kann exotherm, endotherm oder elastisch verlaufen, je nachdem ob die gesamte kinetische Energie nach dem Stoß größer, kleiner oder gleich der vor dem Stoß ist.

Stoßgesetze, unrelativistisch. Die Energietönung E_r (gesamte kinetische Energie nach dem Stoß minus gesamte kinetische Energie vor dem Stoß) muß aufgewandt werden (oder kann gewonnen werden) in Form von Anregungs- oder Ionisierungsenergie der Atomhülle; bei Kernreaktionen ist sie direkt die Differenz der Ruhmassen

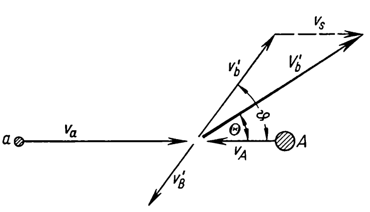
[1]) Formal dieselbe Beziehung wird benutzt bei Kernreaktionen, wo von einem Teilchen a eine Reaktion ausgelöst wird, bei welcher ein Teilchen b in die Richtung ϑ, φ (bzw. Θ, Φ) emittiert wird.

$(m_a + m_A) - (m_b + m_B)$ multipliziert mit c^2, wenn a, A die Stoßpartner vor der Reaktion, b, B die entstandenen Teilchen sind. Mit den Bezeichnungen von Fig **35.**1 gilt für die Energie e_b' des „gestreuten Teilchens" b im S-System (kleine Buchstaben) die Beziehung

$$\frac{e_b'}{E_a} = \frac{m_B}{m_b + m_B}\left(\frac{m_A}{m_a + m_A} + \frac{E_r}{E_a}\right). \qquad (2)$$

Sie ist stets unabhängig von der Emissionsrichtung. Dagegen ist die Energie E_b' im L-System winkelabhängig:

$$\frac{E_b'}{E_a} - 2\cdot\frac{\sqrt{m_a m_b}}{m_a + m_A}\sqrt{\frac{E_b'}{E_a}}\cos\Theta = \frac{e_b'}{E_a} - \frac{m_a m_b}{(m_a + m_A)^2}. \qquad (3)$$



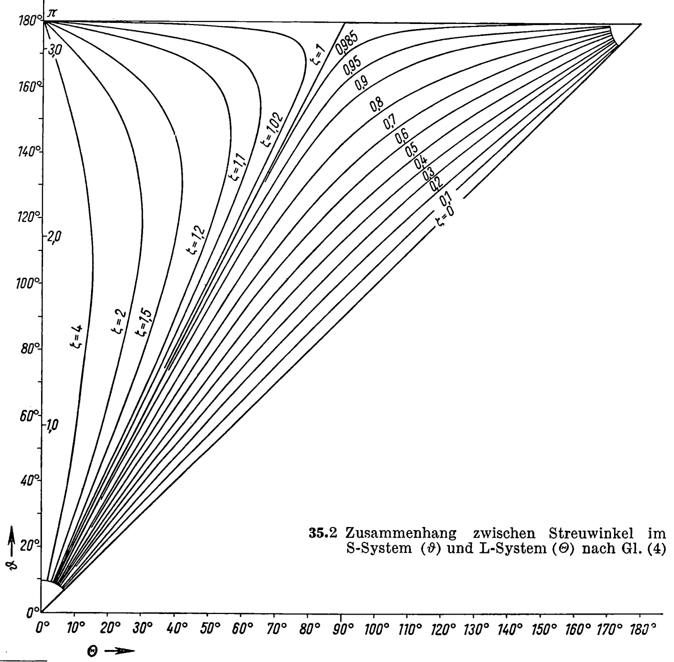
35.1 Geschwindigkeitsvektoren im Laborsystem (große Buchstaben) und Schwerpunktsystem (kleine Buchstaben)

Der Zusammenhang zwischen ϑ und Θ ist gegeben durch

$$\vartheta - \Theta = \arcsin(\zeta \sin\Theta), \qquad (4)$$

mit[1]

$$\zeta = \left[\frac{m_A\, m_B}{m_a\, m_b}\cdot\left(1 + \frac{m_a + m_A}{m_A}\cdot\frac{E_r}{E_a}\right)\right]^{-1/2}. \qquad (4a)$$



35.2 Zusammenhang zwischen Streuwinkel im S-System (ϑ) und L-System (Θ) nach Gl. (4)

[1]) Dieser Ausdruck für ζ gilt unter der Voraussetzung, daß E_r klein gegen die Ruhenergien der beteiligten Teilchen ist

Und endlich ist

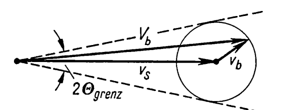
$$\frac{d\vartheta}{d\Theta} = 1 + \zeta \cos\Theta \, (1 - \zeta^2 \sin^2\Theta)^{-1/2} \,. \tag{5}$$

Nach Gl. (4) existiert bei $\zeta > 1$ ein Grenzwinkel Θ_{grenz}, der bei Stößen mit negativer Energietönung oder bei elastischen Stößen schwerer Teilchen mit leichten den Emissionswinkel im L-System begrenzt (vgl. Fig. **35.2**): es kommt zu einer evtl. scharf zusammengezogenen Streuverteilung der Teilchen b (s. auch Fig. **36.1**). Aus Gl. (3) lassen sich die Maximal- und Minimalwerte von E_b' leicht berechnen; sie bestimmen die minimal und maximal übertragbare Energie $E_a - E_b'$. Bei elastischen Stößen ($E_r = 0$, $m_a = m_b$, $m_A = m_B$, $E_b' = E_a'$) erhält man

$$\left.\frac{E_a'}{E_a}\right|_{\max} = 1 \,, \qquad \left.\frac{E_a'}{E_a}\right|_{\min} = \left(\frac{m_a - m_A}{m_a + m_A}\right)^2 , \qquad \zeta \gtreqless 1 \,. \tag{6}$$

Eine besonders einfache Formel ergibt sich in diesem Fall für die auf A übertragene Energie $T = E_A' \; (= E_B')$, wenn ϑ als Variable benützt wird:

$$T = T_m \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \tag{7}$$



36.1 Grenz-Streuwinkel im L-System bei unelastischen Stößen und Stößen schwerer Teilchen gegen leichte

mit der maximal übertragbaren Energie

$$T_m = 4 \frac{m_a m_A}{(m_a + m_A)^2} E_a \,. \tag{8}$$

Insbesondere wird also $T_m \ll E_a$, wenn entweder $m_a \ll m_A$ oder $m_a \gg m_A$, d. h. z. B. entweder Stoß eines Elektrons gegen einen Kern oder eines Kernes (α-Teilchen) gegen freie Elektronen. Die größten Energieübertragungen sind zwischen gleich schweren Teilchen möglich (Neutron — Proton). Erfolgt demnach die Abbremsung von schweren Teilchen durch WW nur mit Hüllenelektronen, so erfolgt sie in vielen kleinen Schritten, die Bahn des schweren Teilchens bleibt dabei praktisch geradlinig. Aus Gl. (2) folgt ferner, daß bei $E_r < 0$ eine Mindestenergie E_a notwendig ist, z. B. zur Durchführung einer Ionisierung, und daß diese bei extremen Massenverhältnissen beträchtlich größer als E_r ist.

Stoßgesetze, relativistisch. Das Teilchen a habe vor dem Stoß die Gesamtenergie $E_a = m_a c^2 / \sqrt{1 - \beta_a^2}$. Wiederum ergibt sich, daß bei $E_r = 0$ (nur dieser Fall sei hier betrachtet) die übertragene Energie mit dem Streuwinkel ϑ im S-System nach Gl. (7) zusammenhängt, wobei T die Gesamtenergie ist. Aber für T_m ergibt sich ein anderer Wert, nämlich

$$T_m = \frac{2 m_A (E_a^2 - m_a^2 c^4)}{(m_a^2 + m_A^2) c^2 + 2 m_A E_a} = \frac{2 m_A \beta_a^2 E_a^2}{(m_a^2 + m_A^2) c^2 + 2 m_A E_a} \,, \qquad \beta_a = \frac{V_a}{c} \,. \tag{9}$$

Der Übergang zum unrelativistischen oder extrem relativistischen Gebiet ergibt sich durch folgende Beziehungen

$$T_m \approx (E_a - m_a c^2) \frac{4 m_a m_A}{(m_a + m_A)^2} \,, \qquad \text{für} \quad E_a - m_a c^2 \ll \frac{(m_a + m_A)^2 c^2}{2 m_A}$$

$$T_m \approx E_a - m_a c^2 - \frac{(m_a - m_A)^2 c^2}{2 m_A} \,, \quad \text{für} \quad E_a - m_a c^2 \gg \frac{(m_a + m_A)^2 c^2}{2 m_A} \,,$$

woraus für den Stoß zweier Teilchen gleicher Masse (z. B. zweier Elektronen) in allen Energiebereichen folgt

$$T_{m\,(m_a = m_A)} = E_a - m_a c^2,$$

eine Formel, die unmittelbar verständlich ist. Es seien noch die Emissionswinkel im L-System

angegeben (die den Streuwinkeln von a und A entsprechen, denn hier werden nur elastische Stöße betrachtet):

$$\cos\Theta_a = \frac{E_a^2 - m_a^2 c^4 - T(E_a + m_A c^2)}{[(E_a^2 - m_a^2 c^4)((E_a - T)^2 - m_a^2 c^4)]^{1/2}}$$

$$\cos\Theta_A = \frac{T(E_a + m_A c^2)}{[(E_a^2 - m_a^2 c^4)((m_A c^2 + T)^2 - m_A^2 c^4)]^{1/2}}.$$

Für Θ_a ergibt sich derselbe Grenzwinkel wie im unrelativistischen Fall, wenn dort $\zeta > 1$ ist (also hier $m_a > m_A$).

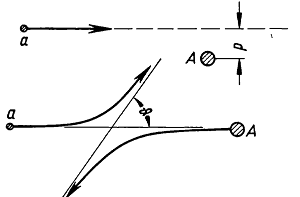
Die zusammengestellten Beziehungen gelten auch für den Fall, daß das eingeschossene Teilchen ein Lichtquant ist, also Ruhmasse Null hat ($m_a = 0$), dann beschreiben sie den Compton-Effekt.

1.313 Streuformeln

Im Falle rein Coulombscher WW ergibt sich für die Streuung zweier Teilchen der Ladung q_a und q_A das Rutherfordsche Gesetz. Wir nennen den kleinsten Abstand, in dem die Teilchen ohne WW aneinander vorbeifliegen würden, den Stoßparameter p. Für $E_r = 0$ ist dann der Umlenkwinkel im S-System (vgl. Fig. 37.1):

$$\tan\frac{\vartheta}{2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_a q_A}{p}\frac{1}{\mu V_a^2},$$

mit $$\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A} \quad \text{(reduzierte Masse).} \qquad (10)$$



37.1 Stoßparameter und Streuwinkel beim Stoß gleichnamig geladener Teilchen

Damit ist nach Gl. (4) auch der Streuwinkel im L-System bekannt. — Auf eine Schicht der Dicke dx falle die Teilchenstromdichte I. Legt man um jedes Streuzentrum (N_v pro cm³) eine Kreisringscheibe mit dem inneren Radius p, dem äußeren $p + dp$, so ist der Bruchteil der Teilchen, die in diese Ringgebiete fallen und die also in den Winkelbereich zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ gestreut werden,

$$\frac{dI}{I} = dx \cdot N_v \cdot 2\pi \cdot p\,dp = N_v \cdot \frac{1}{4}\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{q_a^2 q_A^2}{\mu^2 V_a^2} \cdot \frac{2\pi\sin\vartheta\,d\vartheta\,dx}{\left(\sin\frac{\vartheta}{2}\right)^4} = N_v \cdot dx\,\sigma_\omega\,d\omega, \qquad (11)$$

woraus der differentielle WQ im S-System angebbar ist (Rutherfordsche Streuformel in nichtrelativistischer Näherung). Da der Streuwinkel sich nach Gl. (7) durch die übertragene Energie T ausdrücken läßt:

$$dT = \frac{1}{2} T_m \sin\vartheta\,d\vartheta,$$

ergibt sich für den WQ für eine Energieabgabe des eingeschossenen Teilchens zwischen T und $T + dT$

$$d\sigma_T = 2\pi\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{q_a^2 q_A^2}{m_A \cdot V_a^2} \cdot \frac{dT}{T^2}. \qquad (12)$$

Hieraus kann die mittlere Energieabgabe beim Durchlaufen des Wegstückes dx berechnet werden.

Der Bruchteil der Teilchen, die auf dem Wegstück dx irgendeine zwischen $T_{\min}$ und $T_{\max}$ liegende Energie abgegeben haben, ist bestimmt durch den WQ

$$\sigma = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} d\sigma_T = 2\pi\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{q_a^2 q_A^2}{m_A V_a^2}\left(\frac{1}{T_{\min}} - \frac{1}{T_{\max}}\right). \qquad (13)$$

Man sieht, daß hier die wichtige Frage nach der unteren Grenze der Energieabgabe auftritt (vgl. 1.321 und 1.323, Delta-Strahlen).

Die Rutherfordsche Streuformel Gl. (11) ist schon im nichtrelativistischen Gebiet abzuändern, wenn es sich um die Streuung zweier gleicher Teilchen handelt. Z. B. gilt für die Streuung zweier Elektronen (Spin 1/2) im S-System

$$\sigma_\omega = \left(\frac{q_a^2}{8\pi\varepsilon_0 m_a V_a^2}\right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4 \vartheta/2} + \frac{1}{\cos^4 \vartheta/2} + \frac{(-1)}{\sin^2 \vartheta/2 \cos^2 \vartheta/2}\right]. \tag{14}$$

Bei Teilchen ohne Spin (z. B. Alpha-Teilchen) tritt in Gl. (14) an Stelle des Faktors -1 im letzten Summanden der Faktor $+2$. Gl. (14) gilt allerdings nur für den Fall, daß für beide Teilchen der WW-Parameter

$$\varkappa = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_a^2}{\hbar V_a} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Z_a^2 e^2}{\beta_a \hbar c} = \frac{Z_a^2}{\beta_a} \cdot \frac{1}{137} \ll 1 \tag{15}$$

ist, und daß die Geschwindigkeit $V_a = \beta_a \cdot c$ noch nicht relativistisch hoch ist. Die Bedingung (15) ist das Kriterium für die Anwendbarkeit der Bornschen Näherung bei der quantenmechanischen Berechnung von WQ (s. auch 1.314).

Für den Fall relativistischer Geschwindigkeiten wurden verschiedene Stoßpartner-Kombinationen untersucht. Stets ergibt sich für den WQ für die im Intervall zwischen T und $T + \mathrm{d}T$ auf das gestoßene Teilchen übertragene Energie bei zwei verschiedenen Teilchen der Ausdruck

$$\mathrm{d}\sigma_T = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{2\pi q_a^2 q_A^2 E_a^2}{m_A c^2 (E_a^2 - m_a^2 c^4)} \frac{\mathrm{d}T}{T^2} f(T); \tag{16}$$

$f(T)$ ist ein Faktor, der außer von T noch von den Spins der beteiligten Teilchen abhängt (F. Sauter [11]; E. A. Uehling [13]). Alle f-Faktoren werden im nichtrelativistischen Gebiet gleich eins, ferner kommen bei gleichen Teilchen Zusatzglieder wegen des Austausches hinzu.

1.314 Allgemeine Bemerkungen zur Berechnung der Bremsung geladener Teilchen

Das gesamte Verhalten eines Teilchens in Materie müßte in einer konsequenten Theorie als Summe aller stattfindenden Einzelprozesse (Geschwindigkeits- und Richtungsänderungen, Ionisation, Anregung) erklärt werden. Eine solche umfassende Untersuchung und auch Klassifizierung der Einzelprozesse wurde von N. Bohr gegeben. Danach kann etwa folgendes gesagt werden:

Die Rutherfordsche Streuformel (und die entsprechende relativistische Formel) gibt lediglich das Verhalten zweier isolierter Teilchen wieder, deren WW durch das Coulombsche Gesetz beschrieben wird. Immer dann, wenn

a) die Angabe einer „Bahn" wellenmechanisch unzulässig ist, oder

b) die Kraftwirkung zwischen den interessierenden Teilchen durch dazwischenliegende Ladungen abgeschirmt wird (Elektronenhülle), oder

c) das gestoßene Teilchen nicht als frei betrachtet werden darf, oder

d) die Wirkungen zweier isolierter Ladungen nicht mehr summiert werden dürfen, weil eine Gesamtpolarisation des Mediums zu berücksichtigen ist,

treten Abweichungen von der Rutherfordschen Streuformel auf und müssen die einfachen Formeln für den Energieverlust korrigiert werden. Bedenkt man noch, daß q_a bei schweren Ionen (Spalttrümmer, aber auch Alpha-Teilchen am Ende der Reichweite) längs der Bahn nicht konstant zu sein braucht, ferner, daß wegen der Bremsung die Energie der eingeschossenen Teilchen immer kleiner wird, also ihre de Broglie-Wellenlänge wächst, und daß schließlich kleine wie große Stoßparameter, also große wie kleine Energieabgaben vorkommen, so erkennt man, daß immer nur für gewisse Teilchensorten (Ionen — Elektronen) oder Teilchenenergien (hohe — niedrige) oder Materialsorten (schwere — leichte Bremsmittel) brauchbare Beziehungen (Bremsformel, Energiereichweitebeziehung) aufstellbar sind, die den experimentellen Sachverhalt wiedergeben. In Tabellen findet man daher nicht nur gemessene und gerechnete Daten, sondern auch durch graphische Interpolation gewonnene.

Die Bornsche Näherung ist für alle auf quantenmechanischer Basis durchgeführten WQ-Berechnungen das wichtigste Verfahren. Es ist beschränkt auf den Fall, daß [s. Gl. (15)] der WW-Parameter

$$\varkappa = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_a q_A}{\hbar V_a} = \frac{Z_a Z_A}{\beta_a} \frac{1}{137} \ll 1 \tag{17}$$

ist, d. h. z. B., daß die Teilchengeschwindigkeit groß genug ist. Genauer bedeutet Gl. (17), daß man auch in Kernnähe mit ebenen Wellen rechnen kann. Aus der Bedingung (17) ergeben sich noch weitere Ausblicke: Im Wasserstoffatom ist die Geschwindigkeit des Elektrons in der 1. Bohrschen Bahn $v_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} e^2/\hbar\ (= c/137) = 2{,}21 \cdot 10^8$ cm/s, so daß (17) auch bedeutet: $Z_a \cdot 1 \cdot v_0/V_a \ll 1$, also im wesentlichen: Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens groß gegen die Geschwindigkeit des umlaufenden Elektrons. Diese Vorstellung kann auf sämtliche Elektronen schwerer Atome erweitert werden, so daß, unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit der einlaufenden Teilchen groß gegen die Geschwindigkeit der im Atom umlaufenden Elektronen ist, eine ganze Gruppe von Bremsformeln berechenbar wird. Da in Gl. (17) die Kernladungszahlen enthalten sind, so sieht man, daß bei Spalttrümmern in schweren Bremssubstanzen der Gültigkeitsbereich der Bornschen Näherung schnell verlassen wird; auch bei leichten Teilchen in schweren Bremssubstanzen kann dies eintreten.

Im umgekehrten Fall, $\varkappa \gg 1$, ist die Teilchenwellenlänge klein gegenüber dem kleinsten Abstand der (sich abstoßenden) Kraftzentren. Dann sind ersichtlich die klassischen Stoßgesetze anwendbar. Auf dieser klassischen Basis wurde die erste Bremstheorie von Bohr (1915) entwickelt. Die wellenmechanische Theorie ($\varkappa \ll 1$) (Bornsche Näherung) wurde von Bethe (1931) hinzugefügt, und schließlich wurde von Bloch (1933) gezeigt, daß Bremsformeln angebbar sind, die die beiden Grenzfälle vereinigen. Interessant ist, daß die Bornsche Näherung Formeln gibt, deren Gültigkeitsbereich größer ist, als es der strengen Forderung $\varkappa \ll 1$ entspricht.

In der quantenmechanischen Beschreibung der Stoß- und Bremsvorgänge ist die Anwendung des Begriffes „Stoßparameter" nicht mehr angemessen, man kann den Stoß sinnvoll nur noch durch große oder kleine Impulsübertragungen charakterisieren. Sind die Impulsübertragungen genügend groß, so können die Elektronen der Atomhülle als frei betrachtet werden, so daß die Stoßgesetze von 1.312 und 1.313 herangezogen werden können (sog. „close collisions", Nahstöße). Bei kleiner Impulsübertragung („distant collisions", Fernstöße) wird damit gerechnet, daß das Streuatom im elektrischen Feld des einfallenden Teilchens Übergänge ausführt (Anregung, Ionisation), für die die Übergangswahrscheinlichkeiten der Dispersionstheorie maßgebend sind. Erst durch diese Aufteilung wird man in die Lage versetzt, genügend genaue Bremsformeln zu berechnen, und es ist wichtig, daß die gewählte Grenze zwischen Nah- und Fernstößen aus dem Gesamtergebnis herausfällt.

1.32 Schwere geladene Teilchen (Ionen; p, d, α, ...)

1.321 Bremsung

Für die Bremsung sind die Energieverluste maßgebend, die das Teilchen in „Nahstößen" und „Fernstößen" mit Hüllelektronen erfährt[1]). Die Berechnung des mittleren Energieverlustes, herrührend von Nahstößen, ist durchzuführen mit Hilfe der Gl. (16), wobei für $f(T)$ immer die WW-Funktionen mit den Atomelektronen einzuführen sind:

$$-\frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}x} = N_v Z_A \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T\,\mathrm{d}\sigma_T. \tag{18}$$

Für $T_{\max}$ ist der Ausdruck (9) einzusetzen, $T_{\min}$ wird einstweilen offengelassen. Für die Fernstöße hat Bethe seine ursprüngliche, unrelativistische Formel erweitert zu

$$-\frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}x} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{2\pi e^4 Z_a^2}{m\,V_a^2} N_v Z_A \left[\ln\frac{2m\,V_a^2 \cdot T_{\min}}{\bar{I}^2} - \ln(1-\beta_a^2) - \beta_a^2\right], \tag{18a}$$

wobei $T_{\min}$ die in Gl. (18) auftretende untere Grenze ist (m Elektronenmasse; über $\bar{I}$ s. unten). Die Integration von (18) liefert verschiedene Ausdrücke je nach dem Spin des eingeschossenen Teilchens (der Stoßpartner ist ein Elektron; Spin 1/2). Be-

[1]) Die Kernstöße sind genügend selten, so daß sie für die Bremsung nicht berücksichtigt zu werden brauchen. Vgl. aber S. 42, Spalttrümmer.

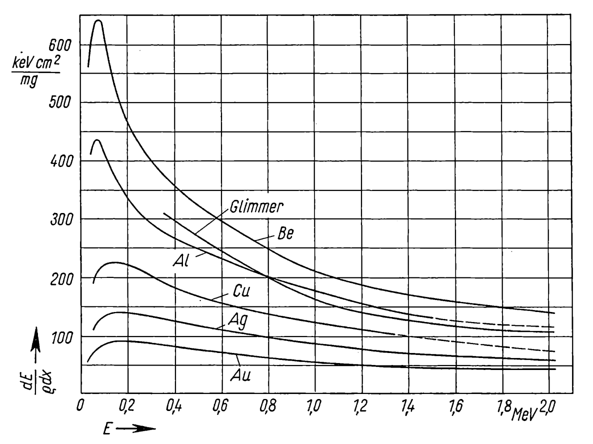
schränkt man sich aber auf den Energiebereich von der Größenordnung oder kleiner als die Ruhenergie der eingeschossenen Teilchen (Proton, Ruhenergie etwa 1000 MeV), so liefert die Kombination von Gl. (18) und (18a) den Ausdruck

$$\begin{aligned} -\frac{dE_a}{dx} &= \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{4\pi e^4 Z_a^2}{m \cdot V_a^2} N_v Z_A \left[\ln \frac{2m V_a^2}{\bar{I}} - \ln(1-\beta_a^2) - \beta_a^2\right] \\ &= \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{4\pi e^4 Z_a^2}{m V_a^2} N_v \cdot B, \end{aligned} \tag{19}$$

der die Grundlage für sämtliche Berechnungen der Bremsung ist[1]). Man nennt B die Bremszahl, dE_a/dx das Bremsvermögen des Materials bezüglich der Teilchensorte a und $\bar{I}$ die mittlere Anregungsenergie der Atome des Materials. Meist wird für $\bar{I}$ eine von Bloch mit Hilfe des Thomas-Fermischen Atommodells hergeleitete Beziehung

$$\bar{I} = K \cdot Z_A \tag{20}$$

benutzt. Zwar deuteten insbesondere die Messungen von Bakker, Segrè und Mather[2]) mit sehr energiereichen Protonen (340 MeV) daraufhin, daß K wenigstens oberhalb $Z_A = 26$ konstant ist (9,5 eV), aber die Erweiterung des experimentellen Materials führte auch zu deutlichen Abweichungen. Das Gebiet ist noch etwas im Fluß[3]), einstweilen begnügt man sich weitgehend mit den ausführlichen Tabellen und Kurven von Aron, Hoffmann und Williams[4]), die sowohl Daten für das Bremsvermögen wie für die Reichweiten enthalten, und zwar für Protonen, Deuteronen, Alpha-Teilchen und Elektronen (Energiebereich von 1 MeV bis 10 000 MeV), wobei allerdings durchweg $K = 11{,}5\,e$V eingesetzt wurde. Dort finden sich auch ausführliche Literaturangaben, mit denen ein Vergleich der dargestellten Kurven mit den teilweise gemessenen möglich ist. Die Genauigkeit der Bremsdaten wird bis herunter zu 5 MeV



40.1 Bremsvermögen einiger Metalle und von Glimmer für Protonen. — Nach Allison, S. K., u. Warshaw, S. D., Rev. mod. Phys. **25** (1953), 779.

[1]) Da im Reaktor nur schwere Teilchen auftreten, deren kinetische Energie weit unterhalb ihrer Ruhenergie liegt, so können hier immer die Summanden mit $\beta_a = V_a/c$ weggelassen werden.

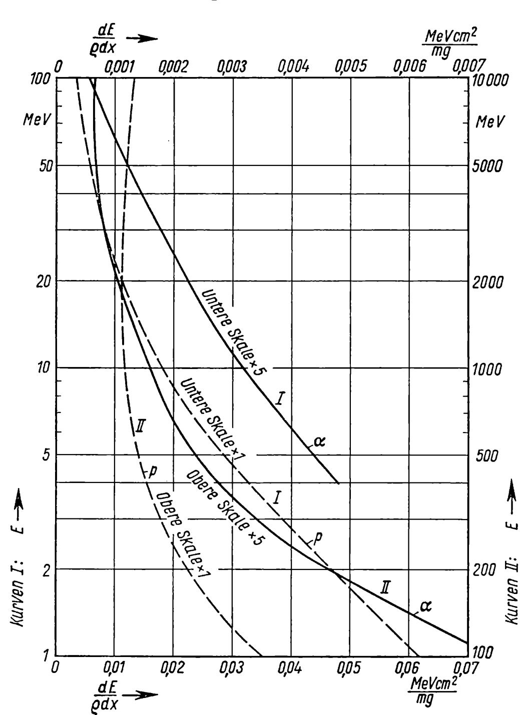
[2]) Bakker, J., Segrè, E., Phys. Rev. **81** (1951), 489; Mather, R., Segrè, E., Phys. Rev. **84** (1951), 191.

[3]) Vgl. etwa Lindhard, J., Scharff, M., Kgl. Danske Vid. Sels. Medd. **27** (1953), Nr. 15. — Riezler, W., u. Rudloff, A., Ann. d. Phys. VI, **15** (1955), 224 (He, $K = 19{,}85$ eV; Xe, $K = 8{,}5$ eV).

[4]) Aron, W. A., Hoffmann, B. G., Williams, F. C., AECU — 663 (1951). Eine ausführliche Zusammenstellung experimenteller Daten s. Allison, S. K., Warshaw, S. D., Rev. mod. Phys. **25** (1953), 779.

im Rahmen der gemachten Annahmen mit $^1/_2\,^0/_0$ angegeben. Die Fig. **40.1** u. **41.1** geben einige Daten für das Bremsvermögen wieder[1]).

Das umfangreichste Material über Bremszahlen liegt für Protonen vor. Für andere Teilchen werden sie gewöhnlich aus diesen berechnet. Aus Gl. (19) geht hervor, daß das Bremsvermögen nur von der Geschwindigkeit der eingeschossenen Teilchen abhängt, so daß diese Umrechnung, wenn die Energie der experimentelle Parameter ist, leicht möglich ist[2]). Natürlich muß auch die Abhängigkeit von $Z_a{}^2$ beachtet werden, und gerade dies stellt eine Schwierigkeit dar bei Teilchen hoher Kernladung, also z. B. Spalttrümmern. Aber auch für leichte Teilchen (p, α, ...) treten am Ende der Reichweite Umladungsprozesse auf, so daß dort die Berechnung des Bremsvermögens nach Gl. (19) fehlerhaft wird[3]).



41.1 Bremsvermögen von Blei für Protonen und Alpha-Teilchen. Dichte von Blei 11,35 g/cm³. — Nach Aron, W. A., Hoffmann, B. G., u. Williams, F. C., Range-Energy Curves, AECU-663 (1951).

Die Gl. (19), welche allen quantitativen Aussagen über die Bremsung zugrunde liegt, enthielt als Voraussetzung die Bedingung, daß die Teilchengeschwindigkeit genügend groß gegen die Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen im Atom ist. Die Erweiterung der Formel in den Bereich, wo dies nicht mehr der Fall ist (schwere Bremsmittel), ist verschiedentlich untersucht worden. Bewährt hat sich der Ansatz, in der rechteckigen Klammer von Gl. (19) einen Term C_K/Z_A abzuziehen (Livingston und

[1]) Weitere Zahlenangaben bei: Bader, M., Pixley, R. E., Mozer, F. S., Whaling, W., Phys. Rev. **103** (1956), 32 (p, 50 bis 600 keV, Li, Be, Cu, Au, Pb, CaF_2, Al, Mn, Ta, Ca, V, Cr, Fe, Co, Ni, Zn). — Chilton, A. B., Cooper, J. N., Harris, J. C., Phys. Rev. **93** (1954), 413 (p, 400 bis 1050 keV, N_2, Ne, A, Kr, Xe, Ni, Cu). — Green, D. W., Cooper, J. N., Harris, J. D., Phys. Rev. **98** (1955), 466 (p, 400 bis 1000 keV, Mn, Cu, Ge, Se, Ag, Sn, Sb, Au, Pb, Bi). — Gobeli, W., Phys. Rev. **103** (1956), 275 (α, $\leq$ 5 MeV, Si, Ge, InSb). — Reynolds, H. K., Dunbar, D. N. F., Wenzel, W. A., Whaling, W., Phys. Rev. **92** (1953), 742 (p, 30 bis 600 keV, H, He, N, O, Luft, C, A, Ne, Kr, Xe, CH_4, C_2H_2, C_2H_4, C_6H_6, H_2O, NH_3, NO, CO_2, N_2O). — McInally, M., Proc. Roy. Soc. (London) **237** (1956), 28 (α, 4 bis 6 MeV, H_2O-flüssig).

[2]) Eine weitere wichtige Annahme für die Verwendung der Protonentabellen auch für andere Teilchen ist die Unabhängigkeit von $\bar{I}$ von der Teilchensorte, die aber für leichte Ionen und auch Elektronen genügend genau bestätigt wurde.

[3]) Z. B. ist die mittlere Ladung eines Alpha-Teilchens (Anfangsenergie 6,78 MeV) bei Beginn seiner Bahn $Z_a = 2$; nach Durchlaufen von 6/7 seiner Reichweite ist sie in Luft (760 Torr) auf 1,5 Elementarladungen abgesunken. — Weitere Zahlen über Umladung s. z. B. Lan-

Bethe [3a]), der berücksichtigen soll, daß z. B. Elektronen der K-Schale zur Bremsung nicht mehr beitragen können, wenn die Energieübertragung an sie nicht mehr zur Ionisierung ausreicht (Zahlenwerte für die Korrekturen bei Bethe und Ashkin [4]).

Die Anfangsgeschwindigkeit der Spalttrümmer von U^{235} (n, f) ist relativ niedrig (sie entspricht bei $1 \cdot 10^7$ m/s einer Energie von ca. 4 MeV eines Alpha-Teilchens), und ähnliche Zahlen gelten auch für die Spalttrümmer von U^{233} und Pu^{239}. Da die Kernladung sehr hoch ist, werden sofort Elektronen eingefangen, die Spalttrümmer werden daher mit einer mittleren Ladung von 20 bzw. 22 Elementarladungen emittiert[1]). Diese Zahl ergibt sich auch nach einer Formel von N. Bohr:

$$(Z_a)_{\text{eff}} = Z_a^{1/3} \frac{V_a}{v_0}, \tag{21}$$

wenn v_0 wiederum $= c/137$ ist (vgl. S. 39), und überdies gilt diese Beziehung, praktisch unabhängig vom Material, längs der Bahn der Spalttrümmer bis herunter zu Geschwindigkeiten der Größenordnung v_0. Abgesehen von diesem Absinken von $(Z_a)_{\text{eff}}$ ist auch der ganze Bremsmechanismus etwas verändert, indem die Kernstreuprozesse größere Bedeutung haben, als dies bei leichten Teilchen der Fall ist, denn für die Kernstreuung ist nicht $(Z_a)_{\text{eff}}$, sondern Z_a maßgebend, wenn auch eine gewisse Abschirmung durch Hüllelektronen stattfindet. Außerdem ist vielfach der WW-Parameter $\varkappa \gg 1$, so daß auch klassische Rechnungen für Bremsformeln herangezogen werden können (vgl. Bethe und Ashkin)[2]).

Die Umrechnung des Bremsvermögens auf andere Materialien wird gewöhnlich so vorgenommen, daß die gut bekannten Daten für Luft als Ausgangswerte genommen werden und mit dem (energieabhängigen) Bremsvermögen relativ zu Luft auf das neue Material umgerechnet werden[3]). Vielfach dient auch Aluminium als Bezugssubstanz. Segrè und Wiegand[4]) haben das relative Bremsvermögen von Spalttrümmern relativ zu Aluminium mit dem von Alpha-Teilchen von U^{234} (4,66 MeV) verglichen und fanden die Werte von Tab. **42.1**.

42.1 Relatives Massenbremsvermögen von Spalttrümmern und Alpha-Teilchen

Material:	Collodium	Aluminium	Kupfer	Silber	Gold
Spaltung (U^{235})	1,70	1,00	0,66	0,55	0,34
Alpha-Teilchen (4,66 MeV)	1,38	1,00	0,69	0,51	0,36

1.322 Energiereichweitebeziehungen

Die Reichweite ergibt sich durch Integration über das Bremsvermögen zu

$$R(E_a) = \int_0^{E_a} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE. \tag{22}$$

dolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Band I, 1, 6. Aufl. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950; Hall, T. A., Phys. Rev. **79** (1950), 504. — Kanner, H., Phys. Rev. **84** (1951), 1211. — Snitzer, E., Phys. Rev. **89** (1953), 1237.

[1]) Lassen, N. O., Phys. Rev. **69** (1946), 137 — Kgl. Danske Vid. Sels. Medd. **30** (1955), Nr. 8.

[2]) Dieselben Überlegungen wie für Spalttrümmer gelten auch für andere schwere Ionen hoher Ladung. S. z. B. Evans, G. E., Stier, P. M., Barnett, C. F., Phys. Rev. **90** (1953), 825. — Weyl, P. K., Phys. Rev. **91** (1953), 289. — [14]

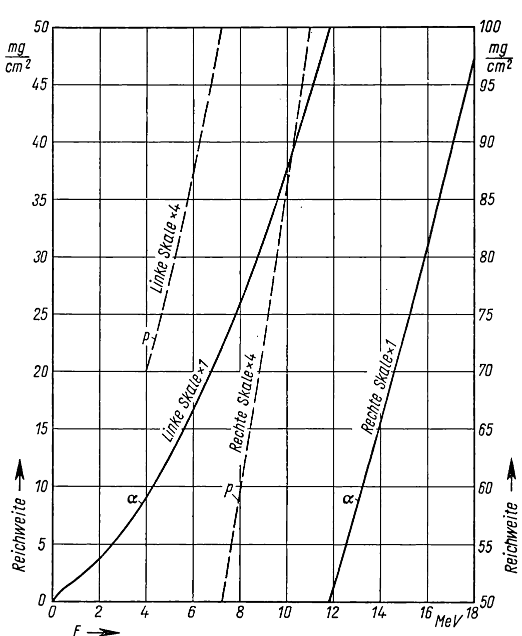
[3]) Z. B. Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Band I, 1, 6. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950.

[4]) Segrè, E., Wiegand, C., Phys. Rev. **70** (1946), 808; s. auch Lassen, N. O., Phys. Rev. **75** (1949), 1762. — Bøggild, J. K., Brøstrom, K. J., Lauritsen, T., Kgl. Danske Vid. Sels. Medd. **18** (1940) Nr. 4, Phys. Rev. **58** (1940), 651. — [16]

Sie läßt sich also in jedem Falle zumindest graphisch bestimmen, wenn Meßdaten über das Bremsvermögen vorliegen. Eine solche Integration der Bremsvermögenskurven liegt auch den ausführlichen Tabellen von Aron, Hoffmann und Williams zugrunde. Den Anfangspunkt der Integration wählten sie zunächst zu $E_0 = 1$ MeV, im Intervall darüber benutzen sie die gerechneten Werte nach Gl. (19), darunter Werte aus der Literatur für gemessene Bremsvermögen relativ zu Luft. Die Umrechnung auf verschiedene Medien und verschiedene Teilchensorten geschieht ebenso wie die Umrechnung des Bremsvermögens, aber bei niedrigen Energien muß stets auf experimentelle Daten zurückgegriffen werden. Fig. 43.1 enthält Kurven für Alpha-Teilchen und Protonen in Blei. Eine Umrechnungsformel für Luft bei 15 °C und 760 Torr lautet

$$R_p\,(E_{\mathrm{MeV}}) = 1{,}007\,R_\alpha\,(3{,}972 \cdot E_{\mathrm{MeV}}) - 2 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m}\,. \qquad (22\mathrm{a})$$

Für die Wasserstoff-Isotope und Helium-Isotope ist eine weitere additive Korrektur natürlich nicht notwendig.



43.1 Reichweite von Protonen und Alpha-Teilchen in Blei, Dichte von Blei 11,35 g/cm³. — Nach Aron, W. A., Hoffmann, B. G., u. Williams, F. C., Range-Energy Curves, AECU-663 (1951).

Eine empirische Beziehung für die Reichweite von Protonen in Luft (760 Torr) wurde von Brobeck und Wilson angegeben[1]):

$$R_p(\mathrm{m}) = \left(\frac{E\,(\mathrm{MeV})}{9{,}3}\right)^{1{,}8}. \qquad (22\mathrm{b})$$

Wie Tab. 44.2 zeigt, ist die Formel für einen großen Energiebereich brauchbar. Bei niedrigen Energien sind niedrigere Exponenten zu verwenden, unterhalb 0,6 MeV ist der Ansatz

$$R_p = k \cdot E^{2/3} \qquad (22\mathrm{c})$$

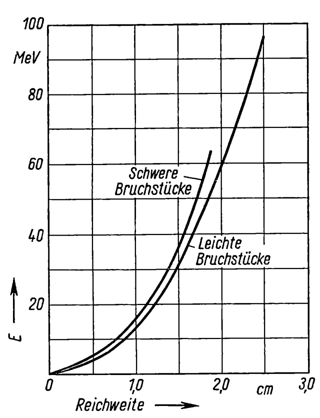
geeignet[2]). Zahlenwerte für k s. Tab. 44.3.

Reichweitedaten für Spalttrümmer wurden vor allem von Segrè und Wiegand[3]) bestimmt. Es konnten sowohl für Bruchstücke der leichten wie der schweren Gruppe

[1]) Wilson, R. R., Phys. Rev. **71** (1947), 385. — Ferner Glocker, R., Z. angew. Phys. **1** (1948), 179.

[2]) Zusammenstellung empirischer Energiereichweitebeziehungen bei Jones, E., Cook, Ch. J., AECU-1887 (1952). — Cook, Ch. J., Jones, E., Jorgensen, T., Phys. Rev. **91** (1953), 1417.

[3]) Segrè, E., Wiegand, C., Phys. Rev. **70** (1946), 808. — Ferner besonders NNES IV-9, 1. Buch. — Katcoff, S., Miskel, J. A., Stanley, C. W., Phys. Rev. **74** (1948), 631. — [16].



44.1 Reichweite von Spalt-Bruchstücken in Luft von Normalbedingungen. — Rossi, B., Staub, H., NNES V-2.

Reichweiten in Luft und anderen Materialien gemessen werden. Tab. 44.4 gibt einige Werte wieder; s. auch Fig. 44.1. Eine Beziehung für den Zusammenhang der Reichweite von Alpha-Teilchen derselben Anfangsgeschwindigkeit V_a wie von Spalttrümmern wurde von Bohr angegeben:

$$\frac{R_f}{R_\alpha} \approx 7 \cdot \frac{A_a}{Z_a^{2/3}} \left(\frac{v_0}{V_a}\right)^2, \qquad (22\text{d})$$

44.2 Vergleich der mit Gl. (22b) berechneten Reichweite von Protonen mit der experimentell bestimmten Reichweite

Protonenenergie	$R_{\text{experimentell}}$	R_{Formel}
1 MeV	0,0225 m	0,024 m
10	1,14	1,139
100	70	72

44.3 Zahlenwerte für k, Gl. (22c)

Material	H_2	O_2	Al	Cu	Ag	Au	Be
$k \frac{\text{mg/cm}^2}{(\text{MeV})^{2/3}}$	0,125	0,79	1,3	2,94	4,87	8,10	0,85
gültig bis (MeV)	0,6	0,6	0,068	0,145	0,148	0,149	0,076

44.4a Reichweiten der Spaltbruchstücke von U^{235}
Schwere Gruppe

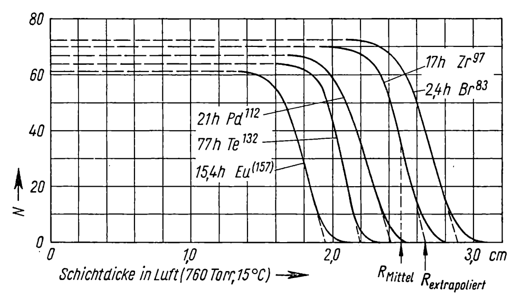
Material	Collodium	Al	Cu	U_3O_8	U	Luft
Max. Reichweite mg/cm²	2,6	3,7	5,2	10,0 geschätzt	12,6 geschätzt	2,7

44.4b Reichweiten der Spaltbruchstücke von U^{235}

Massenzahl des Spaltbruchstückes	89	95	103	129	131	140	141	144
Reichweite in Al (mg/cm²)	3,74	3,64	3,57	3,34	3,16	2,75	2,69	2,54
Reichweite in Luft (cm) (Normalbedingungen)	2,36	2,30	2,26	2,11	2,00	1,74	1,70	1,60

wobei A_a die Masse des Spaltbruchstückes ist, Z_a seine Kernladungszahl, $v_0 = c/137$ (vgl. S. 39). Aus Tab. 44.4 geht hervor, daß die Reichweite der Spalttrümmer in festen Substanzen nur einige 1/1000 mm ist, d. h. die kinetische Energie wird in Reaktionsgefäßen schon im Innern in Wärme übergeführt, nach außen dringt keine Strahlung schwerer Teilchen.

Die Bestimmung der Reichweite erfolgt stets so, daß die Teilchenzahl hinter der Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke gemessen wird. Fig. 45.1 zeigt einige solcher Kurven für Spalttrümmer. Die Verlängerung der Wendetangente bis zum Schnitt mit der Abszissenachse führt zur extrapolierten Reichweite; die Abszisse, bei welcher die ursprüngliche Teilchenzahl auf die Hälfte abgesunken ist, nennt man mittlere Reichweite. Die Differenz der beiden Reichweiten gibt eine gewisse statistische Schwankung wieder, die in den Energieverlustprozessen begründet ist, die ja eine Vielzahl von WW-Prozessen darstellen. Die mittlere statistische Schwankung der Reichweiten von Protonen ist z. B. bei 10 cm Reichweite (Luft, 760 Torr) etwa 2%, sie sinkt mit größerer Reichweite weiter ab.



45.1 Teilchenzahl-Schichtdickenkurven für Spalttrümmer in Luft (Ordinatenlage der Kurven zueinander ist willkürlich). Unterscheidung von extrapolierter und mittlerer Reichweite. — Katcoff, S., Miskel, I. A., Stanley, C. W., Phys. Rev. 74 (1948), 631.

Über die Energiereichweitebeziehung in Photoplatten s. die zusammenfassenden Darstellungen von Beiser [3] und Teucher [12] (Ilford B 1 Emulsionen: 5 MeV Protonen, 173 μ, 5 MeV Alpha-Teilchen, 20,5 μ).

1.323 Ionisation, Delta-Strahlen, Streuung

In sämtlichen gasgefüllten Kammern, die zur Registrierung schneller Teilchen verwendet werden, sind die im Gas ausgelösten Ionenpaare der Anlaß für einen Registrierimpuls. Diese (druck-proportionale) Ionisation wird angegeben als differentiale Ionisierung = Zahl der gebildeten Ionenpaare pro Weg bei einem Druck von 1 Torr. Man unterscheidet Primär- und Gesamtionisation; bei der Gesamtionisation werden zur Primärionisation diejenigen Ionenpaare hinzugezählt, die von schnellen, bei einem WW-Prozeß gebildeten Elektronen zusätzlich im Gas gebildet werden. Wie Wilson-Kammer-Aufnahmen zeigen, gibt es eine mehr oder weniger große Anzahl solcher schnellen Elektronen, die deutlich sichtbare Spuren in der Kammer ergeben (Delta-Strahlen).

Die Bremsung durch unelastische Stöße führt bevorzugt zu Ionisation, so daß Gl. (19) auch die Abhängigkeit der Primärionisation von der Geschwindigkeit in erster Näherung richtig wiedergibt. Da Gl. (19) nur eine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Teilchen enthält, so können sowohl Daten für Elektronenionisation wie Ionenionisation gemeinsam zur Prüfung herangezogen werden. Ein Maß für die Primärionisation ist in photographischen Platten die Korndichte, in der Wilson-Kammer die Tröpfchendichte; eine Messung der Primärionisation kann mit Auslösezählern erfolgen.

Ältere Daten der differentialen Ionisierung sind z. B. bei v. Engel und Steenbeck[1]) zusammengestellt. Neuere Daten für schwere Teilchen wurden bisher entweder im Bereich um einige 10 keV herum gemessen, oder es wurde in Höhenstrahlungsexperimenten die Korndichte in Photoplatten aufgenommen. So ist das experimentelle Material bezüglich der differentialen Ionisierung und auch der Primärionisation von schweren Teilchen noch lückenhaft.

[1]) v. Engel, A., Steenbeck, M., Elektrische Gasentladungen, Bd. I, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1932. — Ferner: Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Bd. I, 1, 6. Aufl. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950. — Little, P. F., in Hdb. d. Phys., Bd. 21, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956, S. 658. — Massey, H. S. W., Burhop, E. H. S., Electronic and Ionic Impact Phenomena, Oxford 1952.

Für die Prüfung der Ionisierungsformeln werden fast immer Elektronen benützt, weil man mit ihnen schon bei 1 MeV Energie in ein theoretisch interessantes Gebiet kommt, in dem ein Minimum der Ionisation liegt. Die diesem Minimum entsprechenden Bereiche liegen bei schweren Teilchen oberhalb etwa 1000 MeV.

Vielfach wird die Gesamtionisation in Abhängigkeit von der Energie als Ionisierungsstrom in einer Ionisationskammer in der Weise gemessen, daß die Teilchen erst nach Passieren verschieden dicker Materieschichten in die Kammer hineinlaufen. Die Auftragung der Ionisierung über der Restreichweite ergibt die sog. Braggsche Kurve[1]), die also an einer Vielzahl von Teilchen gemessen wird und besonders am Ende der Reichweite wegen der statistischen Verteilung der Reichweiten einen zu flachen Verlauf ergibt im Vergleich zur differentialen Ionisierung.

Da der Energieverlust schwerer Teilchen schneller erfolgt als der von leichten Teilchen gleicher Energie, so ist auch die differentiale Ionisierung schwerer Teilchen größer als die leichter Teilchen. D. h. an Hand der Korndichte in der photographischen Platte können z. B. leichte und schwere Teilchen (Ionen, Mesonen, Elektronen) unterschieden werden ([3], [12]), für Ionisationskammermessungen bedeutet es, daß die Anfangsrekombination (und damit der Ionenverlust) bei schweren Teilchen größer ist als bei leichten.

Die Häufigkeit der von einer Teilchenbahn abzweigenden Delta-Strahlen (Zahl der Delta-Strahlen pro Länge) wird bestimmt durch Gl. (13), denn es handelt sich im Einzelprozeß um große Impulsübertragungen. Diese Delta-Strahlendichte wird in Photoplatten und Wilson-Kammern vielfach zur Unterscheidung und Impuls- und Energiemessung unbekannter Teilchen benutzt.

Die Gesamtionisation ist etwa 2- bis 3mal so groß wie die Primärionisation. Von besonderer Wichtigkeit für die Meßtechnik ist dabei, daß der mittlere Ionisierungsaufwand pro Ionenpaar, also

$$I_m = \frac{\text{Anfangsenergie}}{\text{Zahl der gebildeten Ionenpaare}},$$

nahezu eine Konstante ist, die nur wenig von Gasart und Teilchensorte abhängt[2]) und auf deren Messung beträchtliche Mühe verwandt worden ist. Da vielfach aus der Zahl der in einer Ionisationskammer gebildeten Ionenpaare auf die Energie der eingeschossenen Teilchen geschlossen wird (vgl. 1.412), so ist die Abhängigkeit auch von Verunreinigungen des Kammergases besonders wichtig. Allgemein wird Argon bevorzugt, weil hier die Beeinflussung durch Verunreinigungen (Luft!) geringer als bei anderen Gasen ist, außerdem ist in Argon I_m besonders wenig von der Energie abhängig: 26,4 *e*V für Po Alpha-Teilchen, 25,5 *e*V für 340 M*e*V-Protonen.

Die Streuung schneller geladener Teilchen in Materie ist in neuerer Zeit besonders von Molière[3]) untersucht worden. Es handelt sich dabei darum, daß beim Durchqueren eines Atoms Richtungsänderungen der Teilchenbahn auftreten, die in ihrer Gesamtheit mit statistischen Methoden zu behandeln sind. Für schwere Teilchen führt im hier interessierenden Energiebereich (der nur geringen passierbaren Schichtdicken entspricht) nur die Streuung an Kernen zu einzelnen größeren Richtungsänderungen; ihre Häufigkeit wird durch die Rutherfordsche Streuformel bestimmt. Aus ihr kann man berechnen, daß z. B. ein 1 MeV-Proton pro cm Weg in Luft von 760 Torr mit einer Wahrscheinlichkeit von nur $5{,}3 \cdot 10^{-3}$ in einen Winkelbereich größer als 10° gestreut wird. Die Teilchenbahnen werden daher nur selten geknickt; etwas anders liegen die Verhältnisse bei Spalttrümmern, denn der Streu-WQ ist proportional dem Quadrat der Kernladungszahl des eingeschossenen Teilchens. Daher ist die Kernstreuung bei Spalttrümmern häufiger, besonders gegen Ende der Reichweite.

---

[1]) Holloway, M. G., Livingston, M. S., Phys. Rev. **54** (1938), 18. — Jentschke, W., Phys. Z. **41** (1940), 524.

[2]) Z. B. Jesse, W. P. u. Sadauskis, J., Phys. Rev. **90** (1953), 1120; **97** (1955), 1668. — Bortner, T. E., Hurst, G. S., Phys. Rev. **90** (1953), 160.

[3]) Molière, G., Z. Naturf. **2a** (1947), 133; **3a** (1948), 79.

1.324 Extrem hohe Energie. Čerenkov-Strahlung

Bei Energien, die oberhalb der Ruhenergie liegen, d. h. nach Durchlaufen des Minimums der Ionisierungs- oder Bremskurve, sollte nach den gewonnenen Beziehungen die Bremsung wieder ansteigen. Dieser Energiebereich spielt für den Reaktor keine Rolle, andererseits ist er im Laboratorium mit Elektronen leicht zugänglich. Bei diesen hohen Energien tritt eine Verminderung der Bremsung dadurch ein, daß eine Polarisation des Mediums die Fernwirkung der senkrecht zur Bewegungsrichtung auf Grund relativistischer Effekte verstärkten Felder herabmindert (Abschirmungs- oder Polarisations-Effekt). Diese Abschirmung ist nur dann von Bedeutung, wenn die Materie in kondensierter Form vorliegt, also die Atomabstände kleiner sind als die mittleren Stoßparameter für Fernstöße[1]).

Die Čerenkov-Strahlungserzeugung[2]) ist für die Registrierung von Teilchen interessant. Es handelt sich darum, daß in einem Material, in dem die Phasengeschwindigkeit des Lichtes kleiner ist als die Geschwindigkeit des eingeschossenen Teilchens, eine elektromagnetische Welle, gleichsam wie bei einer Machschen Stoßwelle, ausgesandt wird, und damit das Teilchen Energie verliert. Der Winkel ϑ zwischen Teilchenbahn und Wellennormale ist gegeben durch

$$\cos\vartheta = \frac{1}{\beta_a \cdot n},$$

wobei n die Brechzahl des Materials ist. Damit die entstehende Strahlung das Material verlassen kann (Registrierung mit einem Photomultiplier), muß dieses durchsichtig sein (Glas, Glimmer, Zellophan, aber auch Flüssigkeiten). Da β_a in der Nähe von 1 liegen muß, entsteht durch die im Reaktor vorhandenen schweren Teilchen keine Čerenkov-Strahlung, wohl aber durch Elektronen der radioaktiven Spalttrümmer und durch Compton-Elektronen.

Die Čerenkov-Strahlung enthält ein ganzes Spektrum von Frequenzen (die sichtbare Strahlung ist bläulichweiß). Der mittlere Energieverlust durch diese Strahlung wird durch Integration über das Spektrum ermittelt. Er ergibt sich zu

$$\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\text{Čer.}} = \frac{4\pi^2 Z_a^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{(\beta_a \cdot n)^2}\right) \nu \, \mathrm{d}\nu\,. \tag{23}$$

Die Integration erfolgt über alle Frequenzen, für die $\beta_a \cdot n \geq 1$ ist. Dieser Energieverlust ist vernachlässigbar gegenüber dem Verlust durch Ionisation.

1.33 Elektronen (und Positronen)

1.331 Bremsung

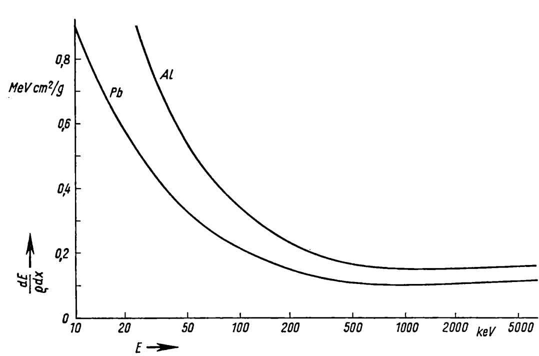
Grundsätzlich lassen sich die Bremsverluste von Elektronen, die durch Stöße hervorgerufen werden, ebenso berechnen wie die für schwere Ionen. Die zu berücksichtigenden Unterschiede sind folgende: 1. kann das Elektron in einem einzigen Stoß seine gesamte kinetische Energie an das gestoßene Elektron übertragen, 2. sind zwei Elektronen vertauschbare Teilchen und schließlich 3. braucht zum Ende der Reichweite hin nicht mit Umladungsprozessen gerechnet zu werden. Eine wesentliche Komplizierung der Erscheinungen tritt aber dadurch auf, daß die Streuung von Elektronen (sowohl an Kernen wie an Hüllelektronen) von viel größerer Bedeutung als bei schweren Teilchen ist. Für das Bremsvermögen gilt die der Gl. (19) entsprechende Beziehung

$$-\frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}x} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{2\pi e^4}{m c^2} N_v Z_A \left[2\ln\frac{2mc^2}{I} + 3\ln\frac{1}{\sqrt{1-\beta_a^2}} - \ln\frac{1}{8} + \frac{1}{8}\right]. \tag{24}$$

[1]) Z. B. Bohr, A., Kgl. Danske Vid. Sels. Medd. **24** (1948), Nr. 19.
[2]) Jelley, J. V., Progr. in Nucl. Phys. **3** (1953).

Für $\bar{I}$ gelten dieselben Zahlenwerte wie in Abschn. 1.321 angegeben. — Eine Tabelle für die Berechnung des Bremsvermögens [entsprechend Gl. (24)], herrührend von Stößen, findet sich wiederum bei Aron, Hoffmann und Williams (vgl. Fig. **48.1**).

Die Beziehung (24) beschreibt den mittleren Energieverlust in der durchstrahlten Schichtdicke dx. Da bei Elektronenstößen große Energiebeträge abgegeben werden können, so hat die Energieverteilung eines ursprünglich homogenen Bündels nach Passieren der Materie eine wesentlich größere Breite, als dies für schwere Teilchen der Fall ist, und vor allem hat die Verteilung einen breiten Fuß nach niedrigen Energien hin (Fig. **48.2**), so daß der mittlere Energieverlust etwa 30% größer ist als der wahrscheinlichste.



48.1 Mittlerer Energieverlust von Elektronen in Al und Pb durch unelastische Stöße. — Nach Siegbahn, K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Amsterdam 1955, North Holland Publ. Comp.

Die Beziehung für den wahrscheinlichsten Energieverlust lautet:

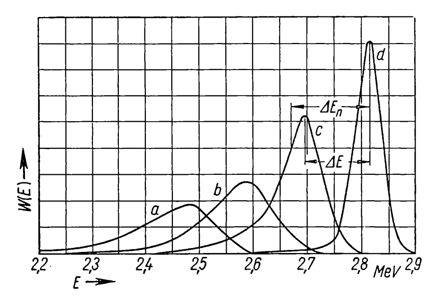
$$\Delta E = T_1 \left[\ln \frac{2m V^2 T_1}{\bar{I}^2 (1 - \beta_a^2)} - \beta_a^2 + K \right], \tag{25}$$

wobei K ein von Landau und anderen bestimmter Zahlenwert ist: 0,3 bis 0,37. T_1 gibt gerade den Energieverlust an, der in der Materieschicht x statistisch einmal aufgetreten ist, er ist gegeben durch

$$T_1 = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \cdot x \cdot 2\pi e^4 N_v Z_A / m V^2. \tag{26}$$

Der wahrscheinlichste Energieverlust steigt also etwas stärker als linear mit der Schichtdicke an.

Bei Elektronen hoher Energie kommt mit wachsender Bedeutung noch der Energieverlust durch Erzeugung von Bremsstrahlung hinzu. Der WQ für die Emission eines Photons im Energieintervall zwischen $h\nu$ und $h\nu + dh\nu$ bei Wechselwirkung mit einem Kern der Ladung $Z_A e$ und herrührend von Elektronen der Gesamtenergie $E = mc^2 + E_{\text{kin}}$ ($h\nu_{\max} = E - mc^2$; $h\nu = h\nu_{\max} - E_{\text{Rest}}$) ist nach Bethe und Heitler abhängig davon, in welcher Entfernung vom Kern die Quantenemission stattfindet[1]). In den WQ geht damit eine Abschirmkonstante ein vom Wert



48.2 Energieverteilungsfunktion $W(E)$ von Elektronen, die verschiedene Graphitschichten durchsetzt haben: a) 1,33 mm, b) 0,895 mm, c) 0,475 mm, d) Primärlinie. ΔE_n: mittlerer Energieverlust, ΔE: wahrscheinlichster Energieverlust. — Nach Siegbahn, K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Amsterdam 1955, North Holland Publ. Comp.

$$\gamma = 100 \frac{m c^2 h\nu}{E E_{\text{Rest}} Z_A^{1/3}}. \tag{27}$$

[1]) Diese Entfernung wird abgeschätzt mit Hilfe des an den Kern übertragenen Impulses q, die Größe $\hbar/q$ ist ein Maß für die Entfernung vom Kern; das Verhältnis zum Atomradius bestimmt die Abschirmkonstante.

Ist $\gamma \gg 1$, so kann die Abschirmung vernachlässigt werden, ist $\gamma \approx 0$, spricht man von vollständiger Abschirmung.

Beide extremen Bereiche werden beschrieben durch die Formeln

$$\sigma(E,\nu) = \frac{Z_A^2}{137}\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 4\left[1+\left(\frac{E_{\text{Rest}}}{E}\right)^2 - \frac{2}{3}\frac{E_{\text{Rest}}}{E}\right]\left(\ln\frac{2EE_{\text{Rest}}}{mc^2h\nu}-\frac{1}{2}\right)\frac{1}{\nu},\quad \gamma \gg 1 \tag{28}$$

und

$$\sigma(E,\nu) = \frac{Z_A^2}{137}\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 4\left\{\left[1+\left(\frac{E_{\text{Rest}}}{E}\right)^2 - \frac{2}{3}\frac{E_{\text{Rest}}}{E}\right]\ln\frac{183}{Z_A^{1/3}}+\frac{1}{9}\frac{E_{\text{Rest}}}{E}\right\},\quad \gamma \approx 0. \tag{29}$$

Für Zwischenwerte vgl. Bethe und Ashkin. Der WQ hängt ab von $1/(mc^2)^2$, Bremsstrahlungserzeugung durch schwere Teilchen kann also vernachlässigt werden. Die Formeln sind, um den Gesamt-WQ zu finden, für die Bremsstrahlungserzeugung im Feld von Elektronen noch zu korrigieren, und zwar ist $\sigma_{\text{Kern}}/\sigma_{\text{el. Hülle}} = Z_A/\zeta$ ($\zeta = 1{,}39$ für H, $\zeta = 1{,}16$ für Pb).

Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung [der dem von Gl. (24) hinzuzufügen ist] ergibt sich durch Integration über das Frequenzspektrum der emittierten Strahlung:

$$-\frac{dE}{dx} = \sigma_{\text{Strahlg}} N_V \cdot E \tag{30}$$

mit

$$\sigma_{\text{Strahlg}} = \frac{1}{E}\int_0^{\nu_{\max}} h\nu\,\sigma(E,\nu)\,d\nu.$$

Für den Energiebereich $mc^2 \ll E \ll 137\, mc^2 Z_A^{-1/3}$ (vernachlässigbare Abschirmung) ergibt sich

$$\sigma^{(1)}_{\text{Strahlg}} = Z_A(Z_A+1)\,5{,}80\cdot 10^{-30}\left(4\ln\frac{2E}{mc^2}-\frac{4}{3}\right)\text{m}^2. \tag{31}$$

Diese Formel gilt bei Pb bis 16 MeV, bei O_2 bis 3,4 MeV. Im unrelativistischen Fall ist

$$\sigma^{(2)}_{\text{Strahlg}} = \frac{16}{3}\cdot 5{,}80\cdot 10^{-30}\cdot Z_A(Z_A+1)\,\text{m}^2. \tag{32}$$

Bei höheren Energien (vollständige Abschirmung) ergibt sich

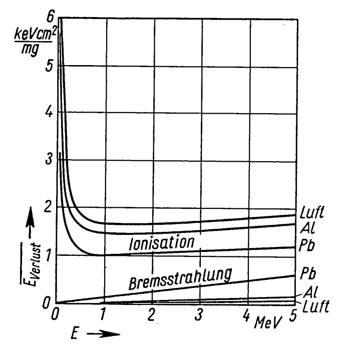
$$\sigma^{(3)}_{\text{Strahlg}} = Z_A(Z_A+\zeta)\,5{,}80\cdot 10^{-30}\left(4\ln\frac{183}{Z_A^{1/3}}+\frac{2}{9}\right)\text{m}^2$$

Bei diesen hohen Energien ist also der Energieverlust durch Strahlung unabhängig von der Energie, und der Kehrwert des Absorptionskoeffizienten ist

$$X_0 = \frac{1}{N_V\,\sigma^{(3)}_{\text{Strahlg}}}$$

$$(= 58\ \text{g/cm}^2 \text{ für H};\ = 5{,}8\ \text{g/cm}^2 \text{ für Pb}). \tag{33}$$

Da die Bremsstrahlungserzeugung mit wachsender Energie wächst, der Bremsverlust durch Stöße mit wachsender Energie fällt (bzw. bei hohen Energien praktisch konstant bleibt), so gibt es eine kritische Energie, bei welcher beide Energieverluste gleich groß sind. (340 MeV für H, 6,9 MeV für Pb.) Oberhalb der kritischen Energie tritt Schauerbildung auf, die hier uninteressant ist.



49.1 Mittlerer Energieverlust von Elektronen durch unelastische Stöße und durch Bremsstrahlungserzeugung. — Nach Evans, R. D., The Atomic Nucleus, New York 1955, McGraw-Hill Comp.

Das Verhältnis von Bremsvermögen durch Strahlung zu Bremsvermögen durch Stöße ist gegeben durch $E\cdot Z_A/1600\,m\,c^2$, wenn V/c in der Nähe von 1 liegt. D. h. in Blei sind die Bremsverluste durch Strahlung bei 10 MeV Elektronenenergie schon etwa gleich denen durch Stöße (vgl. Fig. **49.1**).

Die gesamte bei der vollständigen Absorption eines Elektronenbündels der Stromstärke i abgegebene Strahlungsleistung ist

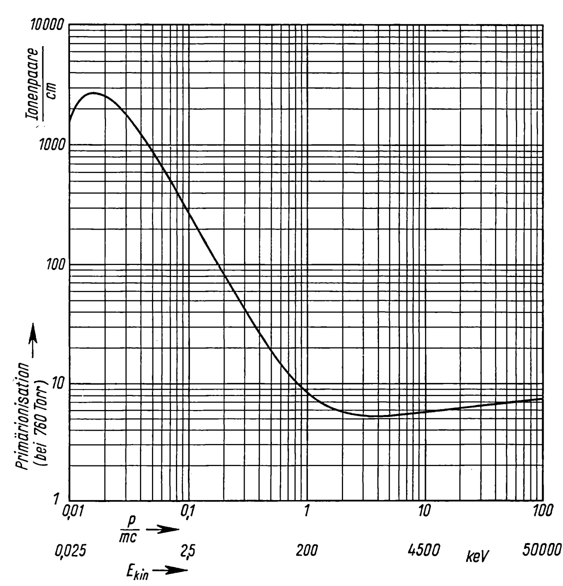
$$N_{\text{Strahlg}} = k \cdot i \cdot Z_A \cdot U^2$$

mit $k = (1{,}5 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-9}\,\text{V}^{-1}$, wenn die „Energie" der auftreffenden Elektronen U ist. — Aus dünnen Schichten wird in Richtung des einfallenden Teilchens keine Strahlung emittiert, der Winkel maximaler Strahlung hängt von der Geschwindigkeit der Elektronen ab; bei hohen Energien ist der mittlere Emissionswinkel mc^2/E.

Das Bremsstrahlungsspektrum enthält alle Frequenzen bis zur oberen Grenze $\nu_{\max}$. Meist wird nicht die Zahl der Quanten N_ν im Energieintervall $h\nu \ldots h(\nu + d\nu)$ angegeben, sondern die Intensität $N_\nu \cdot h\nu$. Dieses Intensitätsspektrum enthält bei dünnen Schichten, in denen die Strahlung erzeugt wird, alle Frequenzen gleich häufig bis zu $\nu_{\max}$, aus dicker Schicht wird ein Spektrum emittiert, das für fallende ν von $\nu_{\max}$ an linear ansteigt[1]).

1.332 Ionisation und Streuung

Ebenso wie bei schweren Teilchen beschreibt auch hier die Beziehung Gl. (24) die Abhängigkeit der Ionisation von der Energie. Einige Meßergebnisse sind aus der Fig. **50.1** zu entnehmen; weitere Daten in Monographien über Gasentladungen. Der mittlere Ionisierungsaufwand I_m hat praktisch dieselben Werte wie bei Ionen.



50.1 Differentiale Ionisierung (Primärionisation) durch Elektronen in Wasserstoff, Gesamtenergie $E = mc^2\,[1 + (p/mc)^2]^{1/2}$. — McClure, G. W., Phys. Rev. **90** (1953), 796.

Die Streuung der Elektronen kann sowohl an Kernen wie an Elektronen erfolgen. Die Elektronenbahnen in Materieschichten werden daher stark gewinkelt sein, evtl. kommt es zu vollständiger Diffusion. Solange die Schichtdicke genügend gering bleibt, hat man es aber mit Einzelstreuung zu tun, für die der Ausgangspunkt die Rutherfordsche Streuformel ist (und ihre relativistischen und wellenmechanischen Erweiterungen, s. 1.312): für die Kernstreuung ist der WQ für die Streuung eines Elektrons an einem Kern der Ladung $Z_A e$ in das Raumwinkelelement $d\Omega$ im L-System

[1]) Zusammenfassende Literatur über kontinuierliche Röntgenstrahlung: Kulenkampff, H., Hdb. d. Phys., Bd. 23, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1926. — Town Stephenson, S., Hdb. d. Phys., Bd. 30, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957.

$$\sigma(\Theta)\,\mathrm{d}\Omega = \frac{Z_A^2\, r_0^2}{4\sin^4\frac{\Theta}{2}} \cdot \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \cdot K_M(E_{\mathrm{kin}}, Z_A, \Theta)\,\mathrm{d}\Omega, \tag{34}$$

wobei der erste Teil den Rutherfordschen WQ darstellt; der Korrektionsfaktor $K_M\,(E_{\mathrm{kin}}, Z_A, \Theta)$ wurde erstmals von Mott in Form einer Reihe in $Z_A/137$ dargestellt, r_0 ist der klassische Elektronenradius.

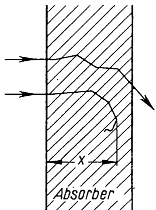
K_M ist für Positronen kleiner als für Elektronen, die Differenz zwischen beiden K_M-Werten verschwindet im unrelativistischen Grenzfall ($K_M = 1$)[1]. Die Beziehung Gl. (34) gilt für nichtabgeschirmte Kerne. Bei kleinen Streuwinkeln (wo der Stoßparameter groß ist) muß die Abschirmung des Kernes durch einen Formfaktor $[Z_A - F\,(E_{\mathrm{kin}})]$ berücksichtigt werden, bei großen Streuwinkeln (wo das Elektron sehr nahe an den Kern herankommt, evtl. bei klassischer Rechnung sogar den Kern passiert,) treten weitere Abweichungen auf.

Ebenso wie die Kernstreuung läßt sich auch die Elektronenstreuung rechnerisch behandeln, doch sei auf die Wiedergabe von Formeln verzichtet. Ohnehin ist für die WW mit Materie in dem hier interessierenden Bereich nur von Bedeutung, daß nunmehr bei der insgesamt in der Schicht erfolgenden Streuung (von der nur die Vielfachstreuung einer theoretischen Analyse zugänglich ist) an Stelle des Faktors $Z_A{}^2$ mit $Z_A\,(Z_A + 1)$ gerechnet wird. Als Einzelstreugesetz wird das für Kernstreuung genommen. Die Zusammensetzung der Streuprozesse zur Vielfachstreuung wurde mehrfach behandelt, in neuerer Zeit besonders von Molière[2]. Die Streuung führt für das Elektronenbündel zu einer Querschnittsvergrößerung[3]. Wichtig ist, daß die Streuung, und in ihrem Gefolge auch die Diffusion, schließlich zu einer Rückstreuung führen kann. Vergrößert man die Dicke einer Materieschicht, so wird schließlich der rückgestreute Anteil einen konstanten Wert erreichen. Das Verhältnis von einfallender Stromstärke zu rückgestreuter (Rückstreukoeffizient) steigt mit wachsendem Z_A an und kann Werte bis zu 0,7 erreichen.

1.333 Energiereichweitebeziehungen

Einige grundsätzliche Besonderheiten gegenüber den Betrachtungen bei schweren Teilchen ergeben sich wegen der starken Streuung der Elektronen (s. Fig. **51.1**): Die tatsächliche Weglänge ist wesentlich größer als der Weg x in Richtung der einfallenden Elektronen. Ebenso wie bei schweren Teilchen führt eine Messung der Teilchenzahl-Schichtdickenabhängigkeit zu einem Absinken der Teilchenzahl, und zwar ist charakteristisch, daß bei Elektronen überhaupt kein horizontales Stück der Kurve auftritt wie in Fig. **45.1** (s. S. 52). Man führt auch hier eine Unterscheidung von mittlerer und extrapolierter (praktischer) Reichweite ein.

Die wahre mittlere Weglänge kann durch eine ebensolche Integration wie zur Bestimmung der Reichweite der schweren Teilchen ermittelt werden. Man gewinnt aus solchen Rechnungen keine wesentlich neuen Ergebnisse, weil die Streuung im Material erheblich ist. Daher liegt bei Elektronen das Hauptgewicht auf der Benutzung empirischer Energiereichweitebeziehungen, vor allem für Aluminium[4].



51.1 Zur Unterscheidung zwischen durchquerter Schichtdicke und tatsächlichem Weg eines Elektrons in Materie

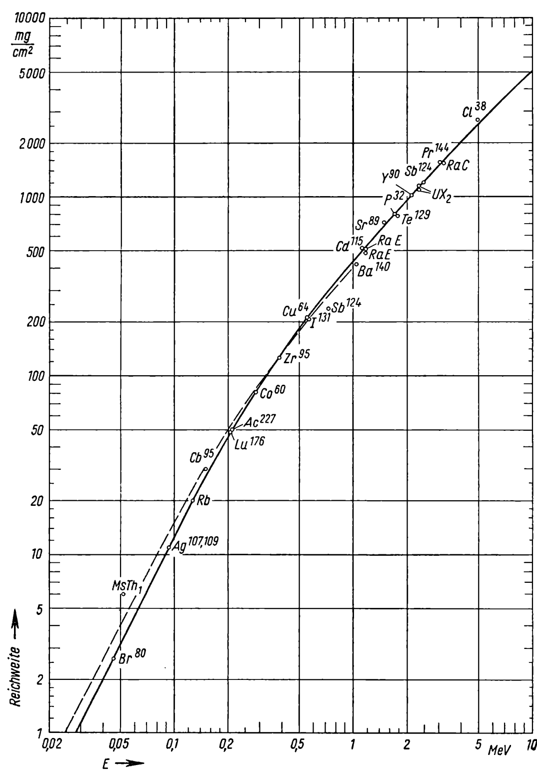
[1] Zahlenwerte bei McKinley, W. A., Feshbach, H., Phys. Rev. **74** (1948), 1759.
[2] Molière, G., Z. Naturf. **2a** (1947), 133; **3a** (1948), 79.
[3] Hanson, A. O., Lanzl, L. H., Lyman, E. M., Scott, M. B., Phys. Rev. **84** (1951), 634.
[4] Vergleich von Al mit Cu s. Hereford, F. L., Swann, Ch. P., Phys. Rev. **78** (1950), 727.

Die extrapolierte Reichweite ist in Fig. **52.1** für Aluminium für monoenergetische Elektronenstrahlung aufgezeichnet. Von Feather[1]) wurde eine Reichweitenformel angegeben:

$$R = AE_0 - B \tag{35}$$

mit $A = 543\,\text{mg/(cm}^2 \cdot \text{MeV)}$ und $B = 160\,\text{mg/cm}^2$. Eine Unterscheidung dieser Formel für verschiedene Materialien wird meist nicht vorgenommen, da in dem Bereich niedriger Elektronenenergien die Bremsung nur von der Zahl der Elektronen pro Volumeinheit abhängt. A und B wurden mehrmals neu bestimmt, die niedrigsten gemessenen Zahlen sind 527 und 112, die Featherschen Werte sind die höchsten. Der Energiebereich für E_0 ist etwa 0,5 bis 3 MeV. Die Formel gilt nicht nur für homogene Elektronenenergie, sondern auch für Beta-Strahlung, und dann ist für E_0 die Grenzenergie des Beta-Spektrums einzusetzen[2]). Für Beta-Strahler wurde von Flammersfeld[3]) die Beziehung angegeben:

$$R\,(\text{mg/cm}^2) = 110\left(\sqrt{1 + 22{,}4\,E_0^2} - 1\right); \quad 0 < E_0 < 3\,\text{MeV}. \tag{36}$$



52.1 Energiereichweitekurven für monoenergetische Elektronen (gestrichelt) und für Elektronen von Beta-Strahlern. Die ausgezogene Kurve ist nach Gl. (36) berechnet. Abszisse: Energie bzw. Grenzenergie. — Nach Katz, L., u. Penfold, A., Rev. mod. Phys. **24** (1952), 28.

Die Tatsache, daß eine große Streuung vorhanden ist, zusammen mit der Tatsache, daß Beta-Spektren kontinuierlich sind, führt dazu, daß vielfach Absorptionskurven gemessen werden, die einen exponentiellen Abfall ergeben. Das exponentielle Abklingen gilt bis zu Schichtdicken, wo etwa noch die Hälfte der Elektronen durchgelassen wird. Auf Grund des exponentiellen Abfalls wird gelegentlich auch ein Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Beta-Grenzenergie angegeben (Fig. **53.1**).

[1]) Feather, N., Phys. Rev. **35** (1930), 1559.
[2]) Zusammenfassende Darstellung über Energiereichweitebeziehungen für Elektronen s. Katz, L., Penfold, A. S., Rev. Mod. Phys. **24** (1952), 28.
[3]) Flammersfeld, A., Naturwiss: **33** (1946), 280. — Z. Naturf. **2a** (1947), 370.

Bei allen Messungen der Teilchenzahl-Schichtdickenkurven ist zu beachten, daß die Teilchenzahl vielfach asymptotisch in die Untergrundstrahlung hereinläuft und daß daher die Bestimmung der maximalen Reichweite (die der Beta-Grenzenergie entspricht) mit Fehlern behaftet sein kann (erreichbare Genauigkeit etwa 5%).

1.34 Gamma-Strahlung

Streuung, Photoeffekt und Paarbildungseffekt sind die WW-Prozesse, mit denen aus einem Gamma-Strahlungsbündel Quanten absorbiert werden können und damit Energie entnommen werden kann[1]. Bei idealer Geometrie (schmales Bündel, kleiner Detektor) gilt ein exponentielles Absorptionsgesetz für die Quantenstromstärke N und die Energiestromstärke $N h \nu$

$$N(x) = N(0)\, e^{-\mu x}. \tag{37}$$

Die von der Art des Materials und der Frequenz der Strahlung abhängige Größe μ heißt linearer **Absorptionskoeffizient**, die Größe μ/ϱ **Massenabsorptionskoeffizient**. Die Strahlung soll vorläufig als monochromatisch angenommen werden; zwischen Energie und Wellenlänge besteht dann der Zusammenhang

$$\lambda \cdot E = 12{,}39\,\text{Å}\,\text{E} \cdot \text{keV}. \tag{38}$$

53.1 Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Maximalenergie von Beta-Strahlern. — Nach Gleason, G. I., Tabern, D. L., Taylor, I. D., Nucleonics 8, Nr. 5 (1951), 12.

Das exponentielle Absorptionsgesetz ist dadurch begründet, daß bis zum Absorptionsakt die physikalischen Eigenschaften der Quanten (Energie und Impuls) unverändert bleiben und daß das Quant nach dem WW-Prozeß als aus dem Bündel ausgeschieden betrachtet wird (vgl. 1.344). Die Absorptionskoeffizienten für die drei WW-Prozesse setzen sich daher additiv zum gesamten Absorptionskoeffizienten zusammen:

$$\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Streu}} + \mu_{\text{Paar}}. \tag{39}$$

1.341 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird von einem Quant aus der Elektronenhülle eines Atoms ein Elektron ausgelöst. Es erhält die kinetische Energie

$$E = h\nu - I, \tag{40}$$

wobei I die Ionisierungsarbeit ist[2]. Im Anschluß an diesen Prozeß emittiert das Atom entweder ein Röntgenquant oder Auger-Elektronen. Das Verhältnis der Häufigkeiten beider Prozesse ist durch die Fluoreszenzausbeute = Zahl der durch Strahlung zerfallenden angeregten Atome zur Gesamtzahl der zerfallenden Atome bestimmt. Sie steigt mit wachsendem Z_A an und kann für die K-Schale Werte bis zu 0,95 erreichen, für höhere Schalen ist sie meist sehr niedrig[3].

Im Gebiet der Röntgenstrahlung ist der Absorptionskoeffizient gekennzeichnet durch einen mit sinkender Wellenlänge (wachsender Quantenenergie) abfallenden Verlauf,

[1] Die Summe der Kern-Photoeffekt-WQ erreicht nur 1% der WQ an der Elektronenhülle.
[2] Die Größe $\bar{I}$ in 1.32 u. 1.33 betraf mittlere Anregungs- bzw. Ionisierungsenergie.
[3] Burhop, E. H. S., The Auger-Effekt, Cambridge 1952. — Ferner Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Bd. I, 1, S. 321, 6. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950.

der unterbrochen wird durch Sprünge an den $K, L, \ldots$-Kanten. Die Berechnung des Absorptionskoeffizienten erfolgt quantenmechanisch und kann stets nur für bestimmte Bereiche von Z_A und der Quantenenergie $h\nu$ ausgeführt werden. Wichtig ist für die Beschreibung, daß die vollständige Übertragung der Quantenenergie an ein freies Elektron unmöglich ist wegen der notwendigen Erfüllung von Energie- und Impulssatz, so daß die größten WQ zu erwarten sind für die am stärksten gebundenen Elektronen (K-Schale) und für schwere Atome (hohes Z_A).

Die Rechnung wird durch folgende Annahmen vereinfacht:

a) unrelativistische Beschreibung der Elektronenbewegung, d. h. $h\nu/m c^2 < 0{,}5$ und $(Z_A/137)^2 \ll 1$;

b) Vernachlässigung der Anziehung des ausgelösten Elektrons durch den Kern, d. h. Behandlung der Elektronenwelle als undeformiert in Kernnähe [Bornsche Näherung; vgl. Gl. (17) mit $Z_a = 1$].

c) Die WW der Elektronen untereinander wird als Abschirmung des Kernfeldes mit Abschirmkonstanten berücksichtigt;

d) Dipolapproximation, d. h. das Elektron soll keinen größeren Drehimpuls als $\hbar$ mitführen, was gewährleistet ist, solange die Wellenlänge der Strahlung groß gegen die de-Broglie-Wellenlänge des abgelösten Elektrons ist.

Unter Einhaltung all dieser Bedingungen ergeben sich Beziehungen, die für genügend weite Entfernung von Kanten gültig sind.

Es werde angenommen, daß die einfallende Welle linear polarisiert ist. Die Polarisationsebene schließe mit der aus Einfallsrichtung und Emissionsrichtung bestimmten Ebene den Winkel Φ ein, der Emissionswinkel zur Einfallsrichtung sei Θ. Der differentielle WQ für die Emission eines Elektrons in die durch Φ, Θ bestimmte Richtung ergibt sich dann zu[1])

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Photo},K} &= r_0^2 \frac{Z_A^5}{137^4}\left(\frac{m c^2}{h\nu}\right)^{7/2} \frac{4\sqrt{2}\sin^2\Theta\cos^2\Phi\,\mathrm{d}\Omega}{(1-\beta\cos\Theta)^4} \\ &= 1{,}28\cdot 10^{-37} Z_A^5 \left(\frac{m c^2}{h\nu}\right)^{7/2} \frac{\sin^2\Theta\cos^2\Phi\,\mathrm{d}\Omega}{(1-\beta\cos\Theta)^4}\,\mathrm{m}^2. \end{aligned} \tag{41}$$

In Richtung des Polarisationsvektors wird also das Maximum der Elektronen emittiert, in der Einfallsrichtung der Strahlung ist der WQ Null. Auch bezüglich der Richtung Θ existiert ein Maximum; es liegt bei

$$\cos\Theta = \beta = \frac{v}{c},$$

v = Geschwindigkeit des ausgelösten Elektrons. Der totale WQ ergibt sich durch Integration über alle Richtungen zu

$$\sigma_{\mathrm{Photo},K} = \sigma_{\mathrm{Th}} \frac{Z_A^5}{137^4}\, 4\cdot\sqrt{2}\left(\frac{m c^2}{h\nu}\right)^{7/2} \tag{42}$$

mit

$$\sigma_{\mathrm{Th}} = \frac{8\pi r_0^2}{3} = 0{,}665\,\mathrm{barn}. \tag{42a}$$

Für die gesamte K-Schale (2 Elektronen) ergibt sich

$$\sigma_{\mathrm{Photo},K} = 1{,}076\cdot 10^{-36} Z_A^5 \left(\frac{m c^2}{h\nu}\right)^{7/2} \mathrm{m}^2. \tag{43}$$

In der Nähe der K-Kante muß an (43) noch ein Korrekturfaktor angebracht werden, der die Form hat

$$f(\xi) = 2\pi\sqrt{\frac{I}{h\nu}}\,(\exp(-4\xi\,\mathrm{arc\,cot}\,\xi))\,(1-\mathrm{e}^{-2\pi\xi})^{-1} \tag{43a}$$

mit $\xi = (I/(h\nu - I))^{1/2}$; I Ionisierungsenergie der K-Schale.

---

[1]) Heitler, W., Quantum Theory of Radiation, 3. Aufl., S. 206, Oxford 1954.

Daraus resultiert, daß in der Nähe der Kante der Abfall stärker, nämlich wie $\nu^{-8/3}$ erfolgt[1]). Mit dieser Ergänzung ist Gl. (42) über dem Bereich der Bornschen Näherung erweitert; eine graphische Darstellung von $f(\xi)$ findet sich bei Bethe und Ashkin [4], S. 311.

Für das relativistische Gebiet, wo die Ablösearbeit des Elektrons zu vernachlässigen ist, ist erstmals Sauter[2]) zu einer geschlossenen Formel gelangt, die wieder nur im Rahmen der Bornschen Näherung gilt und die für $h\nu \gg mc^2$ übergeht in

$$\sigma_{\text{Photo}, K} = \sigma_{\text{Th}} \frac{3}{2} \frac{Z_A^5}{137^4} \frac{m c^2}{h \nu}, \tag{44}$$

d. h. die Frequenzabhängigkeit wird im extrem relativistischen Gebiet schwächer als im nichtrelativistischen[3]).

Schließlich ist auch an der Sauterschen Formel eine Korrektur anzubringen für solche Z_A, die nicht mehr klein gegen 137 sind. Für $h\nu \gg mc^2$ ergibt sich damit[4])

$$\sigma_{\text{Photo}, K} = \sigma_{\text{Th}} \frac{3}{2} \frac{Z_A^5}{137^4} \frac{m c^2}{h \nu} \exp\left[-\pi \frac{Z_A}{137} + 2 \frac{Z_A^2}{137^2}\left(1 - \ln \frac{Z_A}{137}\right)\right]. \tag{45}$$

Für mittlere Z_A, also im Übergangsgebiet zwischen Gl. (44) und (45) läßt sich die Sautersche Formel verwenden, wenn der Korrekturfaktor Gl. (43a) verwendet wird (White)[5]).

Die bisherigen Beziehungen galten stets nur für die Elektronenauslösung aus der K-Schale. Besonders von Hall[4]) und Stobbe[1]) sind Formeln auch für die L- und M-Schale angegeben worden. Bei Genauigkeiten von einigen Prozenten kann man allein mit der K-Schale rechnen, allgemein verwendet man für den Gesamtabsorptionskoeffizienten das 5/4fache des K-Schalen-Koeffizienten.

1.342 Paarbildung

Beim Paarbildungseffekt wird an Stelle des Gamma-Quants ein Elektron-Positron-Paar gebildet. Da aus Impulserhaltungsgründen ein dritter Stoßpartner beteiligt sein muß, so unterscheidet man Paarbildung in der Nähe eines Kernes und in der Nähe eines Elektrons. Im ersten Fall ist die Mindestenergie (da der Kern praktisch keine Energie aufnimmt) gleich der Summe der Ruhenergien von Elektron und Positron, also etwa 1 MeV, im zweiten Fall ist eine Mindestenergie von $4\,mc^2 = 2$ MeV notwendig. Im ersten Falle beobachtet man in der Wilsonkammer vom Entstehungsort ausgehend zwei Bahnen, im zweiten Falle drei Bahnen, von denen eine vom beteiligten dritten Stoßpartner herrührt. Wie Bethe und Heitler gezeigt haben, sind Paarbildung und Bremsstrahlungserzeugung im Rahmen der allgemeinen Theorie der WW zwischen Elektronen und elektromagnetischer Strahlung ähnliche Prozesse, und die Berechnung der WQ führt auf ähnliche Begriffsbildungen. Zunächst wurde von ihnen der differentielle WQ für die Erzeugung eines Positrons mit der Gesamtenergie zwischen E_+ und $E_+ + dE_+$ im Feld eines Kernes der Ladung Ze berechnet.

---

[1]) Stobbe, M., Ann. d. Phys. **7** (1930), 661.

[2]) Sauter, F., Ann. d. Phys. **9** (1931), 217; **11** (1931), 454.

[3]) Die Verhältnisse der WQ von Sauter zu den nichtrelativistischen WQ bzw. zu den extrem relativistischen findet man bei Bethe und Ashkin [4].

[4]) Hall, H., Phys. Rev. **45** (1934), 620.

[5]) Wird höhere Genauigkeit der WQ für Photoeffekt gefordert, so ist die innere Abschirmung der beiden K-Elektronen dadurch zu berücksichtigen, daß Z_A durch $Z_A - 0{,}3$ zu ersetzen ist (Slater, Phys. Rev. **36**, [1930], 57). Die äußere Abschirmung (Änderung des elektrischen Potentials im Atom durch die Gesamtheit der Elektronen) führt nur zu einer Änderung der Ablösearbeit (graphische Darstellung bei White, G. [15]). — Interpolationsformeln für den Gesamtabsorptionskoeffizienten von der Form $\mu_{\text{Photo}} = C/\nu^3 - D/\nu^4$ (C und D sind abhängig von Z_A; Zahlenwerte gelten jeweils für das Gebiet zwischen zwei Absorptionskanten) wurden von J. A. Victoreen, J. appl. Phys. **20** (1949), 1141 angegeben.

Die Rechnung geschah auf der Grundlage der Bornschen Näherung, d. h. der Gültigkeit der beiden Beziehungen

$$\frac{Z e^2}{\hbar v_+} \ll 1, \qquad \frac{Z e^2}{\hbar v_-} \ll 1.$$

Die Elektronenenergie selbst ist zu berechnen aus den Beziehungen:

$$E_+ + E_- = h\nu, \quad E_{+\,\text{kin}} + E_{-\,\text{kin}} = h\nu - 2\,mc^2.$$

Für die Berechnung des diff. WQ wurde noch eine weitere Voraussetzung gemacht, die typisch für die WW von Elektronen mit elektromagnetischer Strahlung ist (vgl. S. 47, Bremsstrahlung): soll die Paarbildung in Kernnähe stattfinden, so muß die Abschirmkonstante

$$\gamma' = 137\,\frac{m c^2 h\nu}{2E_+ E_- Z^{1/3}} \gg 1 \tag{46}$$

sein.

Sind sowohl Elektronen- wie Positronenenergie groß gegen mc^2, so ergibt sich die Beziehung

$$\sigma_{\text{Paar},E_+}\, dE_+ = \frac{Z^2}{137}\, r_0^2\, 4\, dE_+\, \frac{E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-}{(h\nu)^3} \left(\ln \frac{2E_+ E_-}{h\nu\, m c^2} - \frac{1}{2}\right). \tag{47}$$

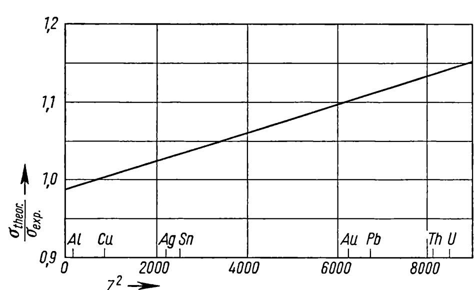
Im einzelnen ist stets mit Abweichungen der experimentellen Werte von Gl. (47) zu rechnen, wenn die Bedingung für die Bornsche Näherung oder wenn Gl. (46) nicht erfüllt ist (Näherungsformeln für diese Bereiche vgl. Bethe und Ashkin S. 327ff.)[1]).

Die Bestimmung des Gesamt-WQ für Paarbildung ist durch eine einfache Integration nur im Fall extrem großer Abschirmung möglich, in allen anderen Fällen muß eine numerische Integration durchgeführt werden. Man erhält für die Extremfälle

$$\sigma_{\text{Paar}} = \frac{Z^2}{137}\, r_0^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27}\right) \quad \text{für} \quad h\nu \gg 137 m c^2 Z^{-1/3} \quad \text{und} \quad \gamma' \approx 0, \tag{48}$$

$$\sigma_{\text{Paar}} = \frac{Z^2}{137}\, r_0^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2h\nu}{m c^2} - \frac{218}{27}\right) \quad \text{für} \quad h\nu \gg m c^2 \quad \text{und} \quad \gamma' \gg 1. \tag{49}$$

Die erste der beiden Beziehungen ergibt also, daß σ_{Paar} unabhängig von der Quantenenergie im angegebenen Energiebereich ist. Fig. **56.1** zeigt, daß die Abweichungen der nach der Bornschen Näherung ermittelten Werte von den experimentellen bis zu 20% betragen.



56.1 Verhältnis von theoretischen zu experimentellen WQ für Paarbildung in Abhängigkeit von Z^2

Wie schon gesagt, ist zum Kernpaarbildungs-WQ noch derjenige für Paarbildung an Elektronen hinzuzufügen. Er setzt erst bei 2 MeV ein und wurde von Borsellino, Nemirovsky, Votruba, Watson untersucht (Vernachlässigung der Abschirmung) und von Wheeler und Lamb (oberhalb 20 MeV Quantenenergie, Berücksichtigung der Abschirmung). Das Ergebnis kann so dargestellt werden: Schreibt man für die Paarbildungs-WQ

[1]) Der Bereich hoher Energien (vollständige Abschirmung) wurde besonders von Hough (Phys. Rev. **73** (1948), 266) untersucht; der Bereich niedriger Energien (wo quantenmechanisch nicht mehr mit ebenen Wellen in Kernnähe gerechnet werden kann) von Jaeger und Hulme (Proc. Roy. Soc. **153** [A] (1936), 443). Dort ist auch zu berücksichtigen, daß das Positron vom Kern abgestoßen, das Elektron angezogen wird. Aber diese Korrektur ist unwesentlich, weil der Compton-Effekt bei solch niedrigen Energien weit überwiegt.

$$\sigma_{\text{Paar, Kern}} = \frac{Z^2}{137} r_0^2 F_K (h\nu/m c^2) \tag{50}$$

$$\sigma_{\text{Paar, Elektronen}} = \frac{Z}{137} r_0^2 F_E (h\nu/m c^2), \tag{51}$$

so wird der gesamte WQ pro Atom

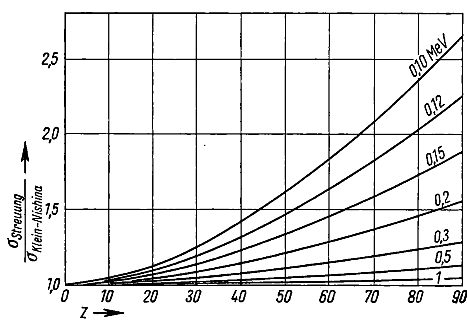
$$\sigma_{\text{Paar}} = \frac{Z}{137} r_0^2 F_K (h\nu/m c^2) \left[Z + \frac{F_E}{F_K}\right]. \tag{52}$$

F_E/F_K geht für wachsende Quantenenergie gegen 1, bei 17,6 MeV ist es 0,68. Besonders bei leichten Elementen ist der Paarbildungs-WQ an Elektronen nicht zu vernachlässigen (vgl. [4,15]). Allgemein wird vielfach in Gl. (52) für den Ausdruck vor der eckigen Klammer der WQ nach der Bethe-Heitlerschen Rechnung geschrieben, und dann noch ein weiterer, von Z abhängiger Korrekturfaktor hinzugefügt[1]. (Vgl. auch Fig. **56.**1.)

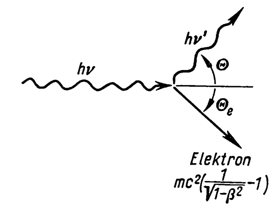
Als letztes bleibt noch die Winkelverteilung der Elektronen bzw. Positronen zu erwähnen. Beim Kerneffekt ist bei hohen Quantenenergien sowohl für die Elektronen wie für die Positronen der mittlere Öffnungswinkel gegeben durch mc^2/E (E Elektronenenergie).

1.343 Streuung

Man unterscheidet kohärente und inkohärente Streuung an den Atomen des Materials, wobei die kohärente Streuung mit ihren Interferenzeffekten zu den bekannten Röntgen-Streudiagrammen Anlaß gibt, während die inkohärente Streuung als Compton-Effekt besonders im Gebiet höherer Energien die beherrschenden Streueffekte ergibt. Der Compton-Effekt ist einer der am besten untersuchten und auch rechnerisch beherrschten WW-Prozesse. Fig. **57.**1 gibt die Verhältnisse der totalen WQ für kohärente und inkohärente Streuung wieder; über die differentiellen WQ, insbesondere in Vorwärtsrichtung, siehe später.



57.1 Verhältnis von totalem WQ für Streuung zum Compton-WQ nach der Klein-Nishina-Formel. Abszisse: Kernladungszahl, Kurvenparameter: Quantenenergie — Nach White, G. R., X-Ray Attenuation coefficients from 10 keV to 500 MeV, NBS Report 1003 (1952)



57.2 Bezeichnungen beim Compton-Effekt

Im Gegensatz zur kohärenten Streuung wird bei der inkohärenten Streuung die Quantenenergie geändert, die Differenz der Quantenenergien erhält das Elektron als kinetische Energie T. Mit den Bezeichnungen von Fig. **57.**2 ergibt sich bei Streuung an freien Elektronen für die Zusammenhänge der Energie:

$$h\nu' = h\nu/[1 + \alpha(1 - \cos\Theta)], \tag{53}$$

$$T = h\nu\,[1 - 1/(1 + \alpha(1 - \cos\Theta))], \tag{54}$$

$$T = h\nu \cdot 2\alpha/[1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \tan^2\Theta_e], \tag{55}$$

[1] Bethe, H., Davies, H., Phys. Rev. **87** (1952), 156.

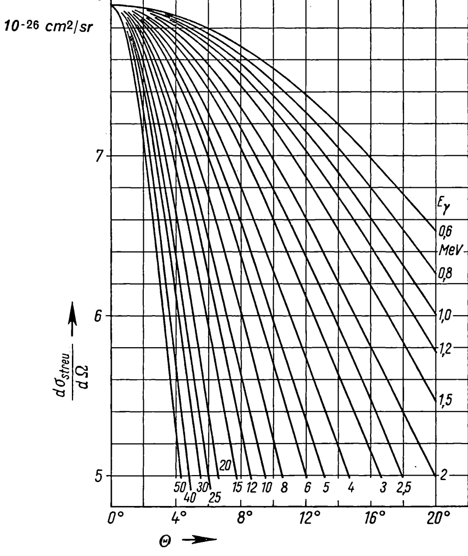
$$\cos\Theta = 1 - \frac{2}{(1+\alpha)^2 \tan^2\Theta_e + 1}, \quad \alpha = h\nu/m c^2 \tag{56}$$

$$\cot\Theta_e = (1+\alpha)\tan\frac{\Theta}{2}. \tag{57}$$

Bei sehr kleinen Streuwinkeln Θ liegt Θ_e in der Nähe von 90°, also wird die an das Elektron übertragene Energie sehr klein; der WQ für Compton-Effekt, den man zunächst für die Streuung an freien Elektronen berechnet, muß daher im Grenzfall kleiner Streuwinkel abgeändert werden.

Die erste (quantenmechanische) Berechnung des WQ wurde von Klein und Nishina[1]) durchgeführt. Der diff. WQ für die Streuung eines Quants $h\nu$ an einem freien Elektron in den Raumwinkelbereich $d\Omega$ in Richtung Θ, Φ unter Änderung der Frequenz von ν auf ν' ist danach (s. Fig. **58.1**)

$$d\sigma_{\text{Streu}} = \frac{r_0^2}{2}\left\{\frac{1}{[1+\alpha(1-\cos\Theta)]^2}\left[1+\cos^2\Theta + \frac{\alpha^2(1-\cos\Theta)^2}{1+\alpha(1-\cos\Theta)}\right]\right\} d\Omega. \tag{58}$$



58.1 Differentieller WQ für die Streuung des Quants beim Compton-Effekt in den Raumwinkelbereich 1 in Richtung Θ, Φ ($d\sigma/d\Omega$ ist unabhängig von Φ)

Denselben WQ bekommt man natürlich für die Streuung des Elektrons in den zugehörigen Winkelbereich um Θ_e, und zwar wird

$$d\sigma_{\text{Streu},e} = \frac{d\sigma_{\text{Streu}}}{d\Omega}\cdot\frac{d\Omega}{d\Omega_e}\, d\Omega_e; \tag{59}$$

$$\frac{d\Omega}{d\Omega_e} = \frac{\sin\Theta}{\sin\Theta_e}\,\frac{d\Theta}{d\Theta_e} = \frac{(1+\alpha)^2(1-\cos\Theta)^2}{\cos^3\Theta_e}. \tag{60}$$

Die Streuung ist rotationssymmetrisch um die Einfallsrichtung der Quanten und ist hier pro Elektron angegeben, so daß der WQ pro Atom proportional Z ist. Vergleichen wir dies mit dem Ergebnis für die Paarbildung, so sieht man, daß bei leichten Elementen noch bis in den Bereich einiger MeV hinauf mit überwiegender Compton-Streuung zu rechnen ist und daß nur bei schweren Elementen und hohen Energien die Paarbildung dominierend wird. Wegen der Rotationssymmetrie des Compton-Effekts ist der in einen Winkelkegelbereich gestreute Anteil zwischen Θ und $\Theta + d\Theta$ bestimmt durch den diff. WQ multipliziert mit $2\pi\sin\Theta$.

Die Integration des diff. WQ über die Raumrichtungen führt zum totalen WQ für Streuung (s. Fig. **59.1**)

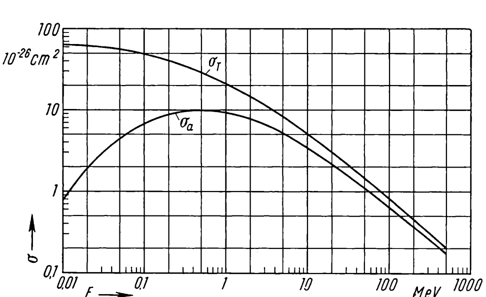
$$\sigma_{\text{Streu},T} = 2\pi r_0^2\left\{\frac{1+\alpha}{\alpha^2}\left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha}\ln(1+2\alpha)\right] + \frac{1}{2\alpha}\ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2}\right\}; \tag{61}$$

aber dieser Gesamtquerschnitt kann noch aufgeteilt werden danach, ob Energie durch Übertragung auf die Elektronen aus dem Bündel entnommen wird (echte Compton-

[1]) Klein, O., Nishina, Y., Z. Phys. **52** (1929), 853.

Absorption) oder ob sie noch in Form der (reduzierten) Quantenenergie im Bündel erhalten bleibt, s. Fig. **59**.1 und Fig. **59**.2. Insbesondere von Nelms[1]) wurden ausführliche Daten über WQ und die Winkelabhängigkeiten berechnet. (Energiebereich 10 keV bis 500 MeV.)

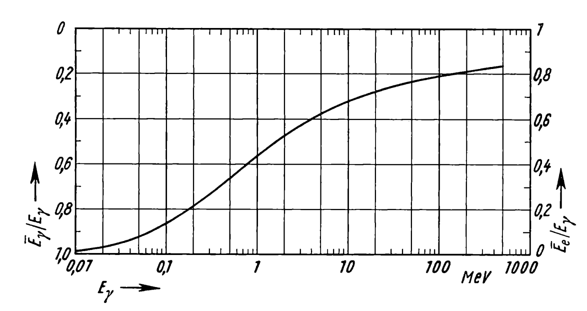
Die Formeln für Compton-Effekt an freien Elektronen gelten nur solange, wie die Impulsübertragung so groß ist, daß die Bindungsenergie des Elektrons keine Rolle spielt. Heisenberg und Bewilogua haben einen Korrektionsfaktor für gebundene Elektronen berechnet, der von $h\nu$ und Z abhängt. Es werden vor allem die kleinen Streuwinkel der Quanten betroffen, aber der dort auftretende starke Abfall des WQ wird weitgehend kompensiert durch die kohärente Streuung, wie aus Messungen von Moon und Storruste[2]) hervorgeht. Da die kohärente Streuung bei hohen Quantenenergien praktisch ausschließlich in Vorwärtsrichtung erfolgt, so ist bei größeren Winkeln wiederum nur die Klein-Nishina-Formel zu benutzen.



59.1 Totaler WQ für Compton-Streuung (σ_T) pro freies Elektron in Abhängigkeit von der Quantenenergie. σ_a ist der WQ für Compton-Absorption, d. h. für Energieübertragung auf das gestreute Elektron, das im Mittel einen Bruchteil der Quantenenergie erhält, der aus Fig. **59**.2 zu entnehmen ist

1.344 Schwächung von Gamma-Strahlung

Die Abnahme der Zahl der Quanten (bzw. der Energiestromstärke) wird bei idealer Geometrie (Fig. **60**.1a) nach dem Gesetz Gl. (37) durch den linearen Absorptionskoeffizienten $\mu = \sigma N_v$ bestimmt, in welchen die WQ einzusetzen sind, die in den vorhergehenden Abschnitten besprochen wurden. Solche μ-Werte sind in Fig. **60**.2 bis **61**.2 für Al, Pb, H_2O aufgezeichnet, Tab. **A** 7 enthält Zahlenwerte für Uran, Tab. **A** 8 für Beton. Alle zusätzlichen Probleme entstehen dadurch, daß entweder keine ideale Geometrie vorliegt, also mit weit geöffneten Bündeln und breiten Detektoren gearbeitet werden muß, oder daß man sich direkt für das Verhalten breiter Bündel in ausgedehnten Materialien interessiert. Fig. **60**.1b, c, d zeigt die Grundtypen der auftretenden Fragestellungen, zusätzlich ist noch zu berücksichtigen, daß die Quelle evtl. nicht punktförmig, sondern ausgedehnt ist.



59.2 Mittlere (relative) Energie des gestreuten Quants und des gestreuten Elektrons beim Compton-Effekt

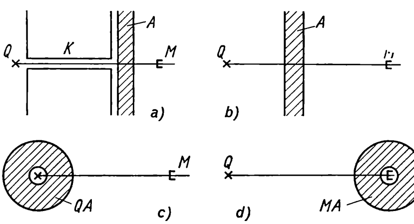
[1]) Nelms, A. T., NBS Circular 542 (1953).

[2]) Moon, P. B., Proc. Phys. Soc. (London) **63 A** (1950), 1189. — Storruste, A., Proc. Phys. Soc. (London) **63 A** (1950), 1197.

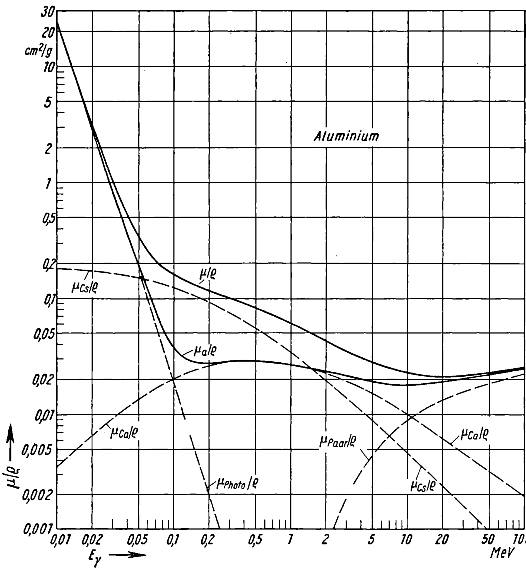
Die Lösung der Aufgabe, einen Zusammenhang zwischen der mit dem Detektor gemessenen und der von der Quelle emittierten Strahlung anzugeben, hängt dabei außer von der Geometrie der Anordnung und den WQ für die Einzelprozesse auch noch davon ab, ob die Nachweisempfindlichkeit des Detektors frequenzabhängig oder -unabhängig ist (Proportionalzählrohr, NaJ-Szintillationszähler — integrierende Ionisationskammer, Auslösezähler). Zum Beispiel ist für einen energieselektiven Empfänger mit schmalem Band auch in einer Anordnung wie Fig. **60.1** b nur der lineare Schwächungskoeffizient für die gemessene Strahlung maßgebend. Für viele Aufgaben des Strahlungsschutzes ist aber ein energieselektiver Empfänger uninteressant, da die Strahlungsstromdichte gemessen wird durch den Gesamtenergieumsatz pro Zeiteinheit in der Massen- oder Volumeinheit einer Standardsubstanz (Dosisleistung, r/h, rep/h, rad/h usw.). Dann werden alle Schwächungsprobleme (übrigens auch für Neutronenstrahlung) formal durch Einführung von Zuwachsfaktoren zu erfassen versucht. Bei punktförmiger Quelle wird für die Dosisleistung in der Entfernung r geschrieben

$$D(r) = B(r)\,\frac{e^{-\mu r}}{4\pi r^2}\cdot Q\,, \tag{62}$$

wenn Q die Quellenstärke bezeichnet[1]). Fig. **62.1** zeigt eine Übersicht über Zuwachsfaktoren. Für verschiedene Anordnungen wird eine ausführliche Diskussion der hierher gehörenden Probleme, die mit der Reaktorabschirmung in Zusammenhang stehen, in 2.8 erfolgen.



60.1 Grundtypen für die Anordnung von Quelle, Absorber und Detektor. Q Quelle, K Kollimator, A Absorber, M Meßgerät, QA Quellenabschirmung, MA Meßgerätabschirmung, Fig. **60.1** a: „Ideale" Geometrie.

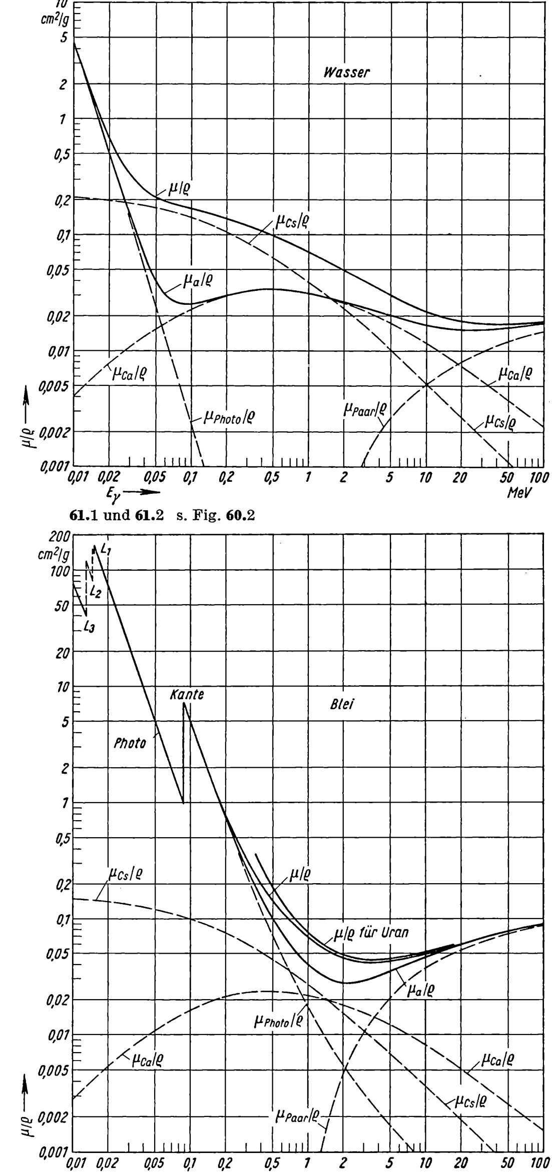


60.2, **61.1** u. **61.2** Lineare Schwächungskoeffizienten, Absorptionskoeffizienten und Streukoeffizienten für Al, Wasser, Pb, Uran. μ Totaler-, μ_a Absorptions-, μ_{Ca} Compton-Absorptions-, μ_{Cs} Compton-Streu-Koeffizient. — Nach White, G. R., X-Ray Attenuation coefficients from 10 keV to 500 MeV, NBS Report 1003 (1952) und Rosenblum, E. S., AECU-1825 (1951).

Das Gamma-Spektrum eines Schwimmbadreaktors enthält Quanten bis zu einer Energie von ca. 8 MeV[2]) (Neutroneneinfang an Al führt zu 7,6 MeV, Neutroneneinfang

[1]) Zuwachsfaktoren für Kugelgeometrie s. z. B. Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 660ff., New York 1955, dort weitere Literatur; ferner Chappell, D. G., Nucleonics **15**, Nr. 1 (1957), 52.
[2]) Maienschein, F., Love, T., Nucleonics **12**, Nr. 5 (1954), 6.

am Wasserstoff zu 2,2 MeV, Folgeprodukte der Spaltung emittieren Gamma-Quanten bis zu 3 MeV). Infolgedessen ist in allen Materialien die Compton-Streuung ein nicht zu vernachlässigender Prozeß, so daß stets ein Gemisch aus Gamma-Quanten und Elektronen im Material besteht[1]). Es liegen also ähnliche Verhältnisse vor, wie sie in einem wesentlich höheren Energiebereich in der Kaskadentheorie beschrieben werden[2]), aber im Gegensatz zu dort ist hier der Photoeffekt entscheidend zu berücksichtigen. Durch ihn erfolgt hauptsächlich der Energieentzug aus dem Strahlungsbündel. Tabellen für die Zahl der Elektronen im Material, die von Gamma-Quanten verschiedener Energie durch Compton-Effekt in Bewegung gesetzt werden, s. z. B. bei H. E. Johns, J. E. Till, D. V. Cormack[3]); allgemeinere Berechnungen der Diffusion und des Durchgangs der Strahlung durch dicke Materieschichten s. L. L. Foldy[4]) sowie G. H. Peebles und M. S. Plesset[5]).



61.1 und **61.2** s. Fig. **60.2**

[1]) Durch Compton-Effekt wird die Zahl der Quanten nicht geändert, durch Paarbildung wird sie erhöht, weil das Positron nach 10^{-10} s unter Aussendung von zwei Gamma-Quanten zerfällt.

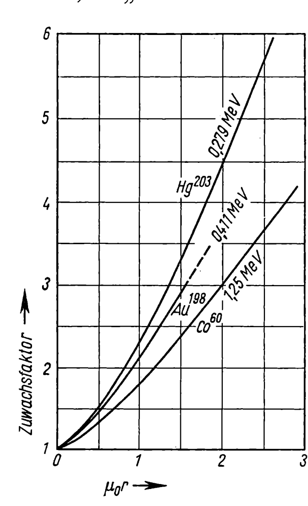
[2]) Rossi, B., Greisen, K., Rev. Mod. Phys. **13**, (1941), 240.

[3]) Johns, H. E., Till, J. E., Cormack, D. V., Nucleonics **12**, Nr. 10 (1954), 40.

[4]) Foldy, L. L., Phys. Rev. **81** (1951), 395. — Foldy, L. L., u. Osborn, R. K., Phys. Rev. **81** (1951), 400.

[5]) Peebles, G. H., Plesset, M. S., Phys. Rev. **81** (1951), 430.

Die Strahlungsstromdichte an einer bestimmten Stelle im Material wird bestimmt durch den Anteil, der von der Quelle kommt (bzw. „aus dem Innern"), und durch den Anteil, der „reflektiert" wurde (bzw. „aus dem Äußeren" kommt). Von E. Hayward und J. H. Hubbell[1]) wurde eine Messung des reflektierten Anteils der Gamma-Strahlen an verschiedenen Materialien, wie auch des reflektierten Spektrums durchgeführt (letzteres mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer, Energieintervall bis 300 keV).



62.1 Zuwachs-Faktoren B für Gamma-Strahlung einer Punktquelle in einem „unendlich großen" Wasser-Absorber. Abszisse: Produkt aus Abstand und Schwächungskoeffizient (bei idealer Geometrie). — Nach Evans, R. D., The Atomic Nucleus, New York 1955, McGraw-Hill Comp.

1.35 Neutronen

Die WW von Neutronen mit Materie ist einer der Hauptteile der ganzen Reaktortheorie und wird im Hinblick darauf in verschiedenen Abschnitten dieses Buches ausführlich behandelt (s. 3.21, 3.22, 3.31). Daher sollen hier nur ganz wenige Gesichtspunkte erwähnt werden, die sich an die Behandlung des Durchgangs geladener Teilchen durch Materie anschließen. Während dort für die Bremsung weitgehend die WW mit den Hüllenelektronen der Atome bestimmend war, ist bei Neutronen für die Bremsung nur die elastische oder unelastische Streuung an den Atomkernen maßgebend. Die Bremsung durch Stöße kann in dem hier vorliegenden Bereich der Energie durch die klassischen Stoßgesetze von 1.312 beschrieben werden, während die Größe der WQ und auch die Frage der Isotropie oder Anisotropie der Streuung bestimmt ist durch das Kraftgesetz zwischen Neutron und Streukern. Eine Diskussion des Kraftgesetzes liegt nicht im Rahmen dieser Darstellung, so daß man sich hier vollständig auf experimentelles Material für die WQ zu stützen hat.

Die Übertragung der Formeln und Figuren von 1.312 auf den Fall der Neutronenstreuung ist leicht möglich: $E_r = 0$, $m_a = m_b = m_n$, $m_A = m_B$, $\xi = m_n/m_A$; da vielfach nur die Verhältnisse der Massen in quantitative Aussagen eingehen, können weitgehend die Massenzahlen an Stelle der Massen eingesetzt werden. Die Neutronenenergie nach einem Stoß mit einem Kern der Massenzahl A ist

$$E'_n = \frac{E_n}{2}\left[1 + \left(\frac{\mathsf{A}-1}{\mathsf{A}+1}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{\mathsf{A}-1}{\mathsf{A}+1}\right)^2\right)\cos\vartheta\right], \tag{63}$$

wenn ϑ der Streuwinkel im S-System ist. Die größte Energieabgabe ist also bei einem zentralen Stoß mit einem Proton möglich. Im übrigen liegt die Neutronenenergie im Energiebereich zwischen E_n' und $E_n' + \mathrm{d}E_n'$, wenn der Streuwinkel im S-System zwischen ϑ und $\vartheta + \mathrm{d}\vartheta$ liegt, wobei die Beziehung gilt

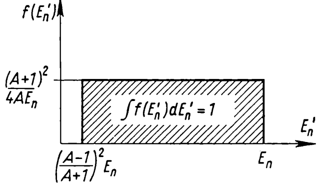
$$\frac{\mathrm{d}E'_n}{E_n} = \frac{2\mathsf{A}}{(\mathsf{A}+1)^2}\sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta\,. \tag{64}$$

Ist die Streuung im S-System isotrop, so ist die Zahl der in das Raumwinkelelement $\mathrm{d}\omega$ gestreuten Neutronen unabhängig von ϑ und φ. Die Energieverteilungsfunktion für die Neutronen beim Einzelstoß ist dann

$$f(E'_n)\,\mathrm{d}E'_n = \frac{(\mathsf{A}+1)^2}{4\mathsf{A}}\,\frac{\mathrm{d}E'_n}{E_n}\,, \tag{65}$$

[1]) Hayward, E., Hubbell, J. H., NBS-Report 2264 (1953).

wobei das Integral über f zu 1 normiert wurde. $f(E_n')$ ist unabhängig von E_n' und innerhalb des zulässigen Energieintervalls der gestreuten Neutronen konstant, außerhalb dieses Intervalls ist $f = 0$ (vgl. Fig. **63.1**). Ohne die Normierung tritt in f als Faktor der gesamte Streu-WQ auf. Infolgedessen erkennt man in der Verteilungsfunktion für die gestreuten Neutronen unmittelbar die Isotropie oder Anisotropie im S-System wieder. In Fig. **63.2** ist der diff. WQ für elastische Streuung an C^{12} aufgezeichnet.



63.1 Energiespektrum elastisch gestreuter Neutronen bei Isotropie des Streuquerschnitts im S-System. Massenzahl des Streukerns A, Einschießenergie E_n

Für die Reaktortheorie sind noch zwei weitere Größen wichtig, nämlich der mittlere Streuwinkel im L-System in Vorwärtsrichtung und der mittlere Energieverlust eines Neutrons beim Einzelstoß. — Der Mittelwert des Kosinus des Streuwinkels im L-System ist

$$\overline{\cos\Theta} = \frac{2}{3\,\mathrm{A}}\,. \tag{66}$$

Bei Streuung an schweren Bremsmitteln wird also auch im L-System die Streuung isotrop, wenn sie es im S-System war. Der mittlere relative Energieverlust ergibt sich zu

$$\frac{E_n - \overline{E_n'}}{E_n} = \frac{2\,\mathrm{A}}{(\mathrm{A}+1)^2}\,. \tag{67}$$

Für die Berechnung der Bremsung, die in mehreren hintereinander folgenden Prozessen stattfindet, wird eine andere Darstellung des Energieverlustes bevorzugt. Der Zusammenhang zwischen Neutronenenergie nach dem Stoß mit derjenigen vor dem Stoß wird geschrieben

$$\frac{E_n'}{E_n} = \mathrm{e}^{-\xi_0}, \tag{67a}$$

und als charakteristische Größe für die Bremsung wird der Mittelwert von ξ_0 angegeben. Er ist

63.2 Differentieller elastischer Neutronenstreuquerschnitt an C^{12} in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ im S-System. — Nach Willard, H. B., Bair, J. K., Kington, J. D., Phys. Rev. **98** (1955), 669.

$$\xi = \overline{\xi_0} = \overline{\ln\frac{E_n}{E_n'}} = \int\limits_{\left(\frac{\mathrm{A}-1}{\mathrm{A}+1}\right)^2 E_n}^{E_n} f(E_n')\ln\frac{E_n}{E'}\,\mathrm{d}E_n' = 1 - \frac{(\mathrm{A}-1)^2}{2\,\mathrm{A}}\ln\frac{\mathrm{A}+1}{\mathrm{A}-1}\,. \tag{68}$$

Eine Tabelle für ξ s. 1.161. — Die obigen Formeln beziehen sich auf elastische Streuung, die (für die Bremsung) die unelastische Streuung an Bedeutung weit übertrifft.

Die weitere WW von Neutronen mit Materie besteht in der Auslösung von Kernreaktionen (unelastische Streuung, Einfang, Reaktionen, die zur Emission geladener Teilchen führen, und schließlich Spaltung). Auf diese Prozesse soll im Rahmen des vorliegenden Abschnitts nicht mehr eingegangen werden.

Zusammenfassende Literatur (numeriert: im Text zitiert):

[1a] Aron, W. A., The Passage of charged Particles through Matter, UCRL-1325 (1951). — [1b] Aron, W. A., Hoffmann, B. G., Williams, F. C., Range-Energy Curves, AECU-663 (1951). — [2] Allison, S. K., Warshaw, S. D., Passage of heavy Particles through Matter, Rev. mod. Phys. **25** (1953), 779. — [3] Beiser, A., Nuclear Emulsion Technique, Rev. mod. Phys. **24** (1952), 273. — [3a] Bethe, H. A., Livingston, M. S., Rev. mod. Phys. **9** (1937), 245. — Bethe, H. A., The Range-Energy Relation for slow alpha-Particles and Protons in Air, Rev. mod. Phys. **22** (1950), 213. — [4] Bethe, H. A., Ashkin, J., in Experimental Nuclear Physics, herausgegeben von E. Segrè, New York 1953. — [5] Bohr, N., The penetration of atomic Particles through Matter, Kgl. Danske Vid. Sels. Medd. **18** (1948) Nr. 8. — Cranshaw, T. E., Ionisation by fast Particles, Progr. nucl. Phys. **3** (1953). — Davisson, Ch. M., Evans, R. D., Gamma-ray Absorption Coefficients, Rev. mod. Phys. **24** (1952), 79. — [6] Evans, R. D., The Atomic Nucleus, New York 1955. — [7] Jelley, J. V., Čerenkov Radiation, Progr. nucl. Phys. **3** (1953), 84. — [8] Katz, L., Penfold, A. S., Range Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-ray End Point Energies by Absorption, Rev. mod. Phys. **24** (1952), 28. — [9] Nelms, A. T., Graphs of the Compton Energy-Angle Relationship and the Klein-Nishina Formula from 10 keV to 500 MeV, NBS Circular 542. — [10] Paul, W., Steinwedel, H., Davisson, Ch. M., in Beta- and Gamma-ray Spectroscopy, herausgegeben von K. Siegbahn, Amsterdam 1955. — Price, B. T., Ionization by relativistic Particles, Rep. Progr. Phys. **18** (1955), 52. — [11] Sauter, F., Paul, W., Gottstein, K., Budini, P., Molière, G., in Vorträge über Kosmische Strahlung, herausgegeben von W. Heisenberg, 2. Aufl. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1953. — [12] Teucher, M., Technik und Anwendung der Kernemulsionen, Erg. exakt. Naturwiss. **28** (1954). — Taylor, A. E., Range Energy Relations, Rep. Progr. Phys. **15** (1952), 49. — [13] Uehling, E. A., Annu. Rev. Nucl. Sci. **4** (1954), 315. — [14] Walker, D., Heavy Ions of high Energy, Progr. Nucl. Phys. **4** (1955), 215. — [15] White, G. R., X-Ray Attenuation coefficients from 10 keV to 500 MeV, NBS Report 1003 (1952). — [16] Whitehouse, W. J., Fission, Progr. Nucl. Phys. **2** (1952), 120.

1.4 Kernphysikalische Meßtechnik

Beim Betrieb eines Reaktors und in den damit verbundenen Laboratorien tritt eine große Zahl meßtechnischer Aufgaben auf, zu deren Lösung der Kernphysiker bereits Methoden entwickelt hat: Nachweis und Messung von Korpuskular- und Wellenstrahlung, auch wenn diese nebeneinander vorhanden sind und getrennt gemessen werden sollen; Energie-, Impuls- und vor allem Massenspektrometrie von geladenen Teilchen; Umsetzung der in den Meßgeräten entstehenden elektrischen Ladungen oder Ströme in meßbare elektrische Größen durch elektronische Anordnungen. Die solchen Messungen zugrunde liegenden Methoden sollen in diesem Kapitel behandelt werden, während die spezielle Reaktormeßtechnik dem Kapitel 3.3 vorbehalten bleibt.

1.41 Nachweis und Messung von Korpuskular- und Wellenstrahlung*)

Zum Nachweis und zur Messung von Korpuskular- und Wellenstrahlung benutzt man die bei ihrer Wechselwirkung mit Materie entstehenden Ladungsträger oder Lichtquanten.

Während geladene Teilchen längs ihres Weges durch Materie eine Spur mit einer mehr oder weniger großen Anzahl von Ionenpaaren und angeregten Atomen oder Molekülen bilden, erzeugen Neutralteilchen und Photonen nur über sehr seltene Einzelprozesse geladene Teilchen, so z. B. Rückstoßkerne und Reaktionsprodukte im Falle von Neutronen, und Photo-, Compton- und Paarelektronen im Falle von Gamma-Quanten (1.34).

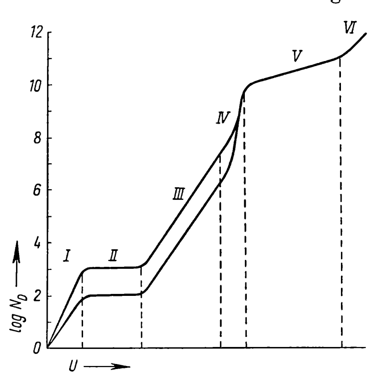
Zum Nachweis der Strahlung oder zur Messung ihrer Stromstärke kann man entweder die erzeugte Ladung oder die abgestrahlten Lichtquanten benutzen. Zur Messung der

*) 1.411 bis 1.415 verfaßt von E. Huster, Marburg.

Energie eines Teilchens oder Photons muß die insgesamt erzeugte Ladung oder Anregung quantitativ gemessen werden. Die derzeitige Meßtechnik nutzt meist entweder die in Gasen erzeugte Ladung oder die in flüssigen oder festen Körpern erzeugten Lichtquanten aus. Man kann jedoch auch in Gasen die Lichtquanten (Gasszintillationszähler) und in flüssigen und festen Körpern die Ladung (Zählrohr mit flüssigem Argon; Kristallzähler) ausnutzen.

1.411 Elektrizitätsträger im elektrischen Feld

In einen gasgefüllten Kondensator trete ionisierende Strahlung ein. Speziell sei hier ein Zylinderkondensator mit zwei koaxialen Elektroden vorausgesetzt. Die innere Elektrode sei Anode und bestehe aus einem dünnen Draht. Jedes ionisierende Ereignis erzeuge im Kondensator N Ionenpaare. Die Zahl N_D der am Draht gesammelten Elektronen hängt dann stark von der am Kondensator liegenden Spannung U ab. Fig. **65.1** zeigt schematisch $\log N_D$ als Funktion von U für zwei verschiedene Primärionisationen ($N_2 = 10\, N_1$). Man kann die Kurven in sechs charakteristische Bereiche unterteilen. Im Bereich I ist zwar N_D proportional zu N, aber $N_D < N$. Ein Teil der Ionenpaare geht durch Rekombination verloren. Im Bereich II ist $N_D = N$, weil das stärkere Feld die Ionenpaare so rasch trennt, daß Rekombinationen zu vernachlässigen sind (Sättigungsgebiet der Ionisationskammer). Im Bereich III werden die Elektronen in der Nähe des Drahtes so stark beschleunigt, daß jedes Elektron durch Stoßionisation eine Lawine mit im Mittel A Ionenpaaren bildet. A hängt nur von U, nicht aber von N ab. Es wird $N_D = N \cdot A$. A heißt Gasmultiplikationsfaktor, III das Gebiet des Proportionalzählrohres. Im Bereich IV verhindert die Raumladung bei großem N die volle Ausbildung aller Einzellawinen. Proportionale Verstärkung ($N_D = N \cdot A$ mit $A = \text{const}$) tritt in diesem Bereich nur für hinreichend kleine N ein. IV heißt daher das Gebiet der beschränkten Proportionalität.



65.1 Aufgesammelte Ladung als Funktion der Spannung

Innerhalb eines sehr engen Spannungsbereiches an der Grenze zwischen den Bereichen IV und V steigt die Zahl der angeregten Atome oder Moleküle und damit die Zahl der von der Einzellawine abgestrahlten Photonen so stark an, daß jede Lawine durch Photoeffekt mindestens ein Elektron und damit eine neue Lawine erzeugt. Damit wird N_D unabhängig von N. Ein einziges Elektron genügt zur Zündung einer Entladung, die sich über das ganze Rohr ausbreitet. Die niedrigste Spannung, bei der N_D von N unabhängig wird, heißt Einsatzspannung U_E des Geiger-Müller- oder Auslösebereichs V. In V steigt mit steigendem U zwar N_D, nicht aber (im Idealfall) die Zahl der angezeigten ionisierenden Ereignisse (Zählplateau). Oberhalb dieses Plateaus, im Bereich VI, setzt Dauerentladung ein.

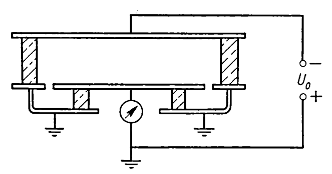
Die Bereiche II, III und V werden vielfältig zu Meßzwecken ausgenutzt, der Bereich IV nur ausnahmsweise.

1.412 Die Ionisationskammer

Integrierende Strommessung. Fig. **66.1** zeigt eine Ionisationskammer in Form eines Plattenkondensators. Der Schutzring sorgt für praktisch homogenes Feld über die ganze, mit dem Strommesser verbundene „Sammelelektrode". Außerdem verhindert

er (bei der gezeichneten Bauweise), daß über die Isolatoren fließende Kriechströme mitgemessen werden.

Bei gegebener Strahlungsart ist der durch die Kammer fließende Strom ein Maß des Strahlungsstromes oder der Strahlungsstromdichte, je nach dem Verhältnis der Durchmesser von Kammer und Strahlungsbündel. Da im Sättigungsgebiet (II in Fig. 65.1) der Strom nicht von der Spannung abhängt, braucht diese nicht stabilisiert zu sein.



66.1 Ionisationskammer mit Schutzring

Erzeugt die Strahlung in der Kammer N_0 Ionenpaare je Sekunde, so ist der Strom nach Einstellung des Gleichgewichts $I = N_0 \cdot e$. Wird das ganze Kammervolumen gleichmäßig durchstrahlt, so durchlaufen die positiven und negativen Träger im Mittel die gleichen Weglängen. Bei der Parallelplattenkammer sind dabei ihre Beiträge zum Strom gleich groß:

$$I^+ = I^- = \frac{N_0 e}{2}. \tag{1}$$

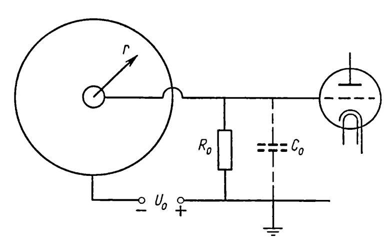
Bei anderer Geometrie der Kammer ist das nicht mehr der Fall. In einem Zylinderkondensator z. B. ist, wenn die Innenelektrode Anode ist,

$$I^+ = I\left(\frac{1}{2\ln r_a/r_i} - \frac{r_i^2}{r_a^2 - r_i^2}\right),$$
$$I^- = I\left(\frac{r_a^2}{r_a^2 - r_i^2} - \frac{1}{2\ln r_a/r_i}\right). \tag{2}$$

(r_a und r_i sind dabei die Radien der koaxialen Elektroden.) Für $r_a \gg r_i$ ist also $I^- \gg I^+$. Ist die innere Elektrode Kathode, so ist umgekehrt $I^+ \gg I^-$.

I^+ ist naturgemäß immer Ionenstrom, I^- kann Ionen- oder Elektronenstrom sein. Durch geeignete Gaswahl sorgt man dafür, daß I^- Elektronenstrom ist (s. 1.412, zu Konstruktion und Betrieb).

Soll eine Kammer schnellen und starken Änderungen der Strahlung schnell folgen (wie z. B. Kammern zur Reaktorregelung), so muß man $I^- \gg I^+$ machen, weil I^- als Elektronenstrom sich sehr viel schneller mit der Strahlungsstromstärke ändert als I^+. (Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen (v^-) übertrifft die der Ionen (v^+) um rund den Faktor 10^3.)



66.2 Impuls-Ionisationskammer

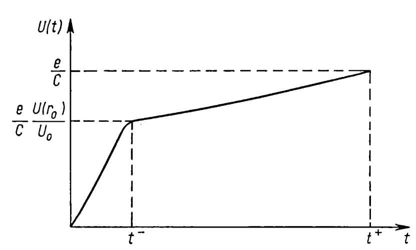
Impuls-Ionisationskammern. Impulsbildung. Die Sammelelektrode werde mit dem Eingang eines Verstärkers verbunden (Fig. 66.2). Erzeugt nun ein geladenes Teilchen in der Kammer eine Ionenspur, so entsteht am RC-Glied des Verstärkereingangs ein Spannungsimpuls, der durch R_0, C_0 und die Wanderung der Ionen bestimmt ist. Zunächst sei vorausgesetzt, daß $R_0 C_0 \gg t^-, t^+$, die Sammelzeit der Elektronen und Ionen, ist. (Damit während $t^+ \gg t^-$ keine merkliche Ladung über R_0 abfließt und damit der Impuls möglichst hoch wird, muß C_0 möglichst klein, R_0 groß sein.) Die Form des Impulses läßt sich dann leicht angeben. Bei $r = r_0$ [Potential $U(r_0)$] entstehe ein Ionenpaar. Die Bewegung des Elektrons bis zur Anode ändert deren Potential um

$$U_1 = -\frac{e}{C}\,\frac{U(r_0)}{U_0}. \tag{3}$$

$[U(r_0)/U_0$ wird allein durch die Geometrie der Kammer bestimmt und hängt nicht von U_0 ab.]

Das positive Ion befindet sich zur Zeit t^- praktisch noch am gleichen Ort. Durch seine Bewegung ändert sich das Anodenpotential weiter und erreicht zur Zeit t^+ den Wert

$$U_2 = -\frac{e}{C} \qquad (4)$$



67.1 Zeitlicher Verlauf des Impulses in der Ionenimpulskammer für $R_0 = \infty$

(Fig. 67.1). Entstehen in der Kammer viele Ionenpaare, so hängt der genaue Verlauf des Impulses (außer von der Geometrie der Kammer) von der Verteilung der Entstehungsorte ab. Die Endhöhe des Impulses aber ist

$$U = \frac{-Q}{C}, \qquad (5)$$

wenn Q die in der Kammer erzeugte Ladung (eines Vorzeichens) ist. Welcher Bruchteil dieser Impulshöhe praktisch erreicht wird, hängt von RC ab; die Wahl von RC richtet sich nach dem Meßzweck. (RC ist die kleinste Zeitkonstante des Verstärkers. $R_0 C_0$ am Verstärkereingang sollte bei kleinem C_0 groß sein, damit nicht schon vor der ersten Verstärkung zuviel an Impulshöhe verlorengeht; s. a. 1.433.)

Ionenimpulskammer (langsame Kammer). Hierbei ist $RC \gg t^+$, so daß der Impuls zuerst steil (Elektronenkomponente), dann langsamer (Ionenkomponente) ansteigt und schließlich mit der Zeitkonstanten RC wieder abfällt. Die Impulshöhe ist kleiner als Q/C, ist aber proportional zu Q und damit ein Maß der Energie, die das ionisierende Teilchen im Kammergas abgegeben hat.

Diesem Vorteil stehen jedoch schwerwiegende Nachteile gegenüber. t^+ ist so groß, daß RC etwa 10^{-2} s betragen muß. Deshalb ist das zeitliche Auflösungsvermögen klein. Außerdem wird der Verstärker entsprechend empfindlich gegen niederfrequente Störungen (s. 1.433).

Elektronenimpulskammer (schnelle Kammer). Wählt man $t^- \ll RC \ll t^+$, so wird nur die steile Elektronenkomponente des Impulses wiedergegeben; seine Form und Höhe hängen von der Bewegung der Ionen nicht mehr ab. Da $t^- \approx 10^{-6}$ s und $t^+ \approx 10^3 t^-$ ist, darf $RC \leqq 2 \cdot 10^{-5}$ s sein. Damit sind wesentlich höhere Zählraten möglich als bei der Ionenimpulskammer, und der Verstärker wird unempfindlich gegen niederfrequente Störungen.

Nachteilig ist, daß die Impulshöhe vom Ort der Ionisierung abhängt [vgl. Gl. (3)]. Wird z. B. in einer Parallelplattenkammer (Plattenabstand d) zur Zeit $t = 0$ in der Entfernung x_0 von der Sammelelektrode ein Ionenpaar gebildet, so steigt die Spannung an dieser Elektrode zeitlich nach der Gleichung

$$U(t) = -\frac{e}{C}\,\frac{v^-}{d}\,t \qquad (6)$$

linear (für $R = \infty$) bis auf den Wert

$$U(t^-) = -\frac{e}{C}\,\frac{x_0}{d}$$

an. (Ist R endlich, so ist $U(t^-)$ kleiner, aber diesem Ausdruck proportional.)

Die von einer Ionenspur erzeugte Impulshöhe U hängt also von Ort und Richtung der Spur ab. Bei der Parallelplattenkammer hängt U nur von der Entfernung x_s des

Ladungsschwerpunktes von der Sammelelektrode ab:

$$U \sim \frac{Q}{C} \frac{x_s}{d}.$$

Treten also zeitlich nacheinander, aber räumlich gleichmäßig über die ganze Kammer verteilt Spuren der Länge $l \ll d$ mit gleich vielen Ionenpaaren auf, so sind alle Werte $0 \leqq x_s \leqq d$ und damit alle Impulshöhen zwischen Null und einem Maximalwert gleich häufig.

Jedoch kann auch die schnelle Kammer für Energiemessungen brauchbar gemacht werden:

a) In der Parallelplattenkammer steigt der Impuls, solange noch kein Elektron die Sammelelektrode erreicht hat, zeitlich an nach der Gleichung

$$U(t) = -\frac{Q}{C} \frac{v^- \cdot t}{d} \tag{6a}$$

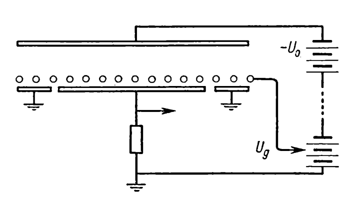
Da v^- in weiten Grenzen von der Betriebsspannung U_0 der Kammer nicht abhängt, ist der Impulsanstieg $\mathrm{d}U/\mathrm{d}t$ der Ladung Q proportional und liefert damit die vom ionisierenden Teilchen in der Kammer abgegebene Energie. $\mathrm{d}U/\mathrm{d}t$ erhält man aus der Höhe desjenigen Impulses, der durch Differentiation des Kammerimpulses mit einem RC-Glied mit $RC \ll d/v^-$ entsteht.

Energiemessung mit diesem Verfahren setzt voraus, daß die Reichweite der Primärteilchen $l \ll d$ ist und daß die Ionenspuren genügend weit von der Sammelelektrode entfernt entstehen. Deshalb ist es bisher nur für Spaltprodukte benutzt worden.

b) Besser eignet sich die Zylinderkammer mit positivem Draht zur Energiemessung. Entsteht in ihr in der Entfernung r von der Kammerachse ein Ionenpaar, so verhalten sich die Beiträge des positiven und des negativen Ions zum Impuls wie

$$q^+ : q^- = e\frac{\ln r_a/r}{\ln r_a/r_i} : e\frac{\ln r/r_i}{\ln r_a/r_i} = \ln r_a/r : \ln r/r_i. \tag{7}$$

Die schnelle Kammer gibt Impulse, deren Höhe proportional zu q^- ist. Für $r_a \gg r_i$ ist für den größten Teil des Kammervolumens $q^- \gg q^+$. (Beispiel: Für $r_a/r_i = 100$ ist für $r/r_i = 10$ noch $q^- = q^+$; der Impuls erreicht also noch 50% der maximal möglichen Höhe.) Bei gleichmäßiger Verteilung von Ionenspuren der Länge $l \ll r_a$ über das gesamte Kammervolumen wird somit bei den meisten Impulsen die Höhe einigermaßen der Energie entsprechen. (Bei etwa 84% der Impulse bleibt der Fehler bei $r_a/r_i = 100$ unter 20%.)



68.1 Parallelplattenkammer mit Gitter

c) Am besten eignet sich zur Energiemessung im Elektronenimpulsbetrieb die Parallelplattenkammer mit Gitter (Fig. **68.1**). Ionisierung soll nur zwischen Hochspannungselektrode und Gitter, nicht zwischen Gitter und Sammelelektrode stattfinden. Wenn das Gitter die Sammelelektrode genügend abschirmt, so ändert sich deren Potential erst dann, wenn die Elektronen durch das Gitter treten, und jedes Elektron liefert den gleichen Beitrag zum Impuls, unabhängig von seinem Entstehungsort. Der Impuls wird also der erzeugten Ladungsmenge proportional.

Die Spannung zwischen Gitter und Sammelelektrode muß so hoch sein, daß Elektroneneinfänge durch das Gitter zu vernachlässigen sind. Die Spannung zwischen Hochspannungselektrode und Gitter braucht nur so hoch zu sein, daß keine Rekombination eintritt. Man kann fast vollständige Abschirmung erreichen, ohne daß das Gitter Elektronen fängt. (Beispiel: parallele Drähte von 0,2 mm Durchmesser, im Abstand von je 2 mm ausgespannt, ergeben 96% Abschirmung; durch passende Wahl

der Spannungen zwischen den drei Elektroden konnte erreicht werden, daß der Elektroneneinfang gleich Null war.)

Energetisches und zeitliches Auflösungsvermögen. Gibt ein ionisierendes Teilchen seine gesamte Energie im Kammergas ab (Beispiel: Alpha-Präparat auf der Hochspannungselektrode), so ist die von ihm erzeugte Ladung ein Maß dieser Energie, bei geeigneter Wahl des Gases ist sie der Energie proportional (1.323). Das energetische Auflösungsvermögen ist bestimmt durch das mittlere Schwankungsquadrat σ der Impulshöhe bei monoenergetischer Einstrahlung. Beiträge zu σ liefern: 1. σ_i, von der Schwankung der Anzahl der primär erzeugten Ionenpaare, 2. σ_r, vom Rauschen des Verstärkers, 3. σ_d, von Energieverlusten im Präparat der Dicke d, 4. σ_k, von der Kammergeometrie bedingt. Dann ist

$$\sigma = (\sigma_i^2 + \sigma_r^2 + \sigma_d^2 + \sigma_k^2)^{1/2}. \tag{8}$$

Wenn eine monoenergetische Strahlung im Mittel N Ionenpaare erzeugt, so ist σ_N^2 nicht gleich N, sondern um den Faktor 2 bis 3 kleiner, wie Fano gezeigt hat (1.323). Für Alpha-Teilchen mit $E_\alpha = 5{,}3\,\text{MeV}$ (Polonium) erhält man deshalb $\sigma_i \approx 10\,\text{keV}$. σ_r kann mit einigem Schaltaufwand auf etwa 10 bis 20 keV herabgedrückt werden. σ_d hängt stark von der Herstellung des Präparates ab. Bei trägerfreien aufgedampften Präparaten kann es nahezu Null sein. σ_k hängt entscheidend von der Bauart der Kammer ab. Für eine schnelle Parallelplattenkammer ohne Gitter ist die Impulshöhe in unserem Beispiel proportional zu

$$q^- = N\,e\left(1 - \frac{3\,R}{5\,d}\cos\Theta\right),$$

wobei N die Zahl der erzeugten Ionenpaare, R die Reichweite des Alpha-Teilchens, d der Plattenabstand und Θ der Winkel zwischen Alpha-Strahl und Plattennormale ist. (Dabei ist vorausgesetzt, daß der Schwerpunkt der erzeugten Ladung 3/5 R vom Anfang der Bahn entfernt liegt.) Bei richtungsisotroper Abstrahlung kommen deshalb alle Impulshöhen zwischen der Maximalhöhe U_m und $U_m\left(1 - \frac{3\,R}{5\,d}\right)$ gleich häufig vor. Die Impulse bilden also eine Rechteckverteilung mit der relativen Breite $3\,R/5\,d$. Bei $d = 5$ cm, $R = 1{,}3$ cm (Druck $p = 3$ at) ergibt das eine „Linienbreite" von 15,6%. Durch ein Gitter mit 99% Abschirmung (s. S. 68) läßt sich diese Breite mindestens um den Faktor 10^{-2} herabsetzen. Auch σ_k beträgt dann für $E_\alpha = 5{,}3\,\text{MeV}$ nur noch wenige keV.

Insgesamt ist so für dieses Beispiel $\sigma \approx 20\,\text{keV}$ erreicht worden, ein Wert, der den durch die natürliche Schwankung der erzeugten Ionenzahl allein bedingten nur wenig überschreitet. Die Ionisationskammer hat damit unter den Geräten, die Energien über die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie messen, das höchste Energieauflösungsvermögen.

Fragt man nach dem zeitlichen Auflösungsvermögen, so ist zu unterscheiden, ob die Kammer zur Zählung hoher Zählraten oder (zusammen mit einem anderen Meßgerät) zu Koinzidenzmessungen benutzt werden soll. Im zweiten Fall muß zwischen dem ionisierenden Ereignis und seiner Anzeige eine feste Zeitrelation bestehen, im ersten ist das nicht nötig. Der Verwendungszweck bestimmt den zu benutzenden Kammertyp.

Zylinderkammer und Gitterkammer eignen sich schlecht zu Koinzidenzmessungen, weil in ihnen die Zeit zwischen Ionisation und steilem Impulsanstieg vom Ort der Ionisation abhängt und deshalb stark variiert. In der Parallelplattenkammer dagegen (vorausgesetzt, daß die Ionenspuren etwa parallel zu den Platten verlaufen oder ihre Längen klein gegen den Plattenabstand d sind) steigen alle Impulse vom Augenblick der Ionisierung bis zum Beginn der Elektronenaufsammlung zeitlich linear an, und die Steigung hängt nicht vom Ionisierungsort, sondern nur von der Zahl der gebildeten

Ionenpaare ab. Um den Koinzidenzkreis anzustoßen, ist eine Mindestimpulshöhe nötig. Wenn die ionisierenden Ereignisse untereinander gleich sind, wird diese Höhe in der konstanten Zeit $t = g\,d/v^-$ nach dem Ereignis erreicht. ($t_D = d/v^-$ ist die maximale Driftzeit der Elektronen in der Kammer und damit die Anstiegszeit des größtmöglichen Impulses. g ist der zum Anstoßen des Koinzidenzkreises benötigte Bruchteil dieses Impulses.) g hängt vom Signal/Rausch-Verhältnis ab; wird mehr als 1 MeV je Ereignis in der Kammer abgegeben, so wird $g \leqq 0{,}1$. Ist $t_D \approx 10^{-6}$ s, so lassen sich Koinzidenzauflösungszeiten $t_K \leqq 10^{-7}$ s erreichen.

Für schnelle Zählung eignet sich die Parallelplattenkammer nicht. Mit $t_D = 10^{-6}$ s kommt man nicht über Zählraten von $10^5\,s^{-1}$ hinaus, und auch das läßt sich nur durch zweimalige Differentiation der Impulse erreichen. Kammern mit Gitter (oder Zylinderkammern) sind hier überlegen, da in ihnen die Impulse sehr steil ansteigen, sobald die Elektronen am Gitter (oder in Drahtnähe) ankommen. Die erreichbare Zählrate hängt (genügend starke Ionisation je Ereignis vorausgesetzt) praktisch nur von der elektronischen Schaltung ab.

Das Koinzidenzauflösungsvermögen (und auch die erreichbare Zählrate in der ebenen Kammer) steigt mit der Driftgeschwindigkeit v^- der Elektronen. v^- hängt stark vom Füllgas ab. Häufig wird Argon mit etwa 5% CO_2 verwendet, weil in diesem Gemisch v^- etwa sechsmal größer ist als in reinem Argon. — Durch Erhöhung von E/p (E elektrische Feldstärke, p Gasdruck) kann man v^- nicht steigern, da v^- ab einem bestimmten, von der Gasart abhängigen E/p konstant wird, so für CO_2 schon ab $E/p = 0{,}3$ V/cm Torr.

Zu Konstruktion und Betrieb. Isolatoren in und an Ionisationskammern können ein ernstes Problem darstellen. Sie sollen keine schädlichen Kriechströme führen und außerdem die gewünschte Form des elektrischen Feldes nicht stören. Schutzringkonstruktionen sind deshalb oft schwierig, besonders wenn der Druck in der Kammer eine Atmosphäre überschreitet. Die Anforderungen sind natürlich am größten bei der Kammer mit integrierender Strommessung, kleiner bei der Ionenimpulskammer, am kleinsten bei der Elektronenimpulskammer. Für Strommeßkammern ist Quarz als Isolator zu empfehlen, für die anderen Kammertypen ist er nicht erforderlich.

Kunststoffe können bei mechanischer Deformation Ladungen erzeugen. So kann ein unachtsamer Schlag gegen ein kunststoffisoliertes Kabel kurzzeitig einen Strom von 10^{-10} A erzeugen, der den gesuchten Meßeffekt verdeckt.

Die Leitfähigkeit von Isolatoren kann durch Bestrahlung um viele Zehnerpotenzen steigen. Das führt bei Ionisationskammern in Reaktoren oft zu Schwierigkeiten. Verlangt wird hier (z. B. bei der Reaktorregelung), daß die Kammer klein und robust ist und möglichst nicht durch die Strahlung aktiviert wird, da sie dann ja ihre eigene Aktivität mitmißt.

Für gute Funktion der Kammer muß die Anlagerung von Elektronen an elektronegative Gase zu vernachlässigen sein. Diese Anlagerung ist praktisch Null für Edelgase, Stickstoff, Wasserstoff und Kohlendioxyd, gefährlich sind jedoch schon relativ kleine Beimengungen von Sauerstoff oder Wasserdampf. Um sie fernzuhalten, muß die Kammer entweder völlig dicht sein oder mit durchströmendem Gas betrieben werden. Bei höheren Drucken kann eine kontinuierliche Gasreinigung (z. B. mit heißem Calcium) erforderlich werden.

1.413 Das Proportionalzählrohr

Gasmultiplikation. Das Proportionalzählrohr hat meist die Form eines koaxialen Zylinderkondensators mit einem dünnen Draht als (positiver) Innenelektrode. (Gelegentlich werden andere Formen benützt, z. B. spannt man mehrere Drähte parallel

zwischen zwei parallelen Elektroden aus.) Gearbeitet wird im Bereich III der Fig. **65.1**, d. h. jedes Elektron wird, in Drahtnähe angekommen, durch das Feld so stark beschleunigt, daß es durch unelastische Stöße Anregungen und Ionisierungen hervorruft. Die dabei entstehenden Elektronen rufen die gleichen Prozesse hervor, und so erreichen für jedes primär gebildete Elektron im Mittel n Elektronen den Draht. Jedes Primärelektron erzeugt so eine „Lawine" aus positiven Ionen, Elektronen und angeregten Atomen und Molekülen. Die von diesen emittierten Photonen können im Gas oder an der Wand Photoelektronen auslösen, welche die entstehende Ladung weiter vergrößern. Ist die Wahrscheinlichkeit, daß je Elektron in der Lawine ein weiteres durch Photoeffekt entsteht, gleich γ, so entstehen $\gamma \cdot n$ Photoelektronen. Werden sie außerhalb der Multiplikationszone erzeugt, so erreichen weitere $\gamma\, n^2$ Elektronen den Draht usw., so daß schließlich für jedes primäre Elektron im Mittel

$$A = \frac{n}{1 - n\gamma} \tag{9}$$

Elektronen am Draht gesammelt werden. A heißt Gasmultiplikationsfaktor oder auch Gasverstärkung.

Der für A erreichbare Wert hängt vom Füllgas und bei gegebenem Füllgas von der Dichte der Primärionisation ab. Wird diese zu groß, so behindert die am Draht entstehende positive Raumladung die volle Ausbildung aller Einzellawinen. Wird die primäre Ionisierung durch Alpha-Teilchen erzeugt, so liegt die Grenze der wahren Proportionalität zwischen primär erzeugter und am Draht gesammelter Ladung zwischen $A = 10^2$ und $A = 10^4$. Für schwächere Primärionisation kann man (in geeigneten Gasen) wesentlich höhere Werte, für Einzelelektronen $A \approx 10^6$ erreichen.

In ein- und zweiatomigen Gasen steigt A sehr steil mit der Spannung an. Das wird damit erklärt, daß in der Lawine sehr viele Lichtquanten entstehen, die Photoelektronen aus der Kathode auslösen: γ ist relativ groß und steigt schnell mit der Spannung. Deshalb steigt auch A [Gl. (9)] steil mit U an. Man erreicht nur etwa $U \approx 10^2$. Erhöht man U weiter, so setzt Dauerentladung ein, weil $n\,\gamma = 1$ wird.

Setzt man aber dem Zählgas einen (relativ kleinen) Bruchteil eines mehratomigen (meist organischen) Gases oder Dampfes zu oder füllt nur mit einem solchen Gas, so erreicht man leicht die obengenannten hohen Werte von A. Außerdem steigt A viel schwächer mit der Spannung an. Dies wird damit erklärt, daß $\gamma \approx 0$ und damit $A \approx n$ ist, entweder, weil die Lichtquanten von den mehratomigen Molekülen unter Zerfall in neutrale Bruchstücke absorbiert werden (Prädissoziation), oder weil in solchen Gasen nur wenig Lichtquanten entstehen. Da A weniger steil mit U ansteigt, ist die Spannungsstabilisierung weniger kritisch.

Mehrfach ist versucht worden, A zu berechnen. Wenn α die differentielle Ionisierung (der erste Townsend-Koeffizient) ist, so ist unter der Voraussetzung, daß Photoeffekt, Rekombination und Auslösung von Sekundärelektronen an der Kathode durch positive Ionen zu vernachlässigen sind und die Raumladung das Feld nicht merklich stört,

$$A = \exp\left(\int_{r_i}^{r_a} \alpha\, dr\right). \tag{10}$$

Es ist schwierig, anzugeben, wie α von r, d. h. von E/p in dem stark inhomogenen Feld des Zählrohrs abhängt. Rose und Korff[1]) haben A berechnet unter folgenden Annahmen: 1. Ist die Energie E_e, die ein Elektron auf einer freien Weglänge gewinnt, kleiner als die Ionisierungsenergie E_i des Gases, so verliert es bei einem Zusammenstoß mit einem vielatomigen Molekül seine Energie vollständig durch Rotationsanregung

[1]) Rose, M. E., u. Korff, S. A., Phys. Rev. **59** (1941), 850.

($\alpha = 0$); 2. Multiplikation ($\alpha \neq 0$) setzt erst dicht am Draht ein, wo auf einer freien Weglänge $E_e > E_i$ wird; 3. der Wirkungsquerschnitt für Ionisation ist für $E_e < 50\,eV$

$$\sigma_i = a\,(E_e - E_i), \tag{11}$$

wobei a eine für das Zählgas charakteristische Konstante ist, 4. die Energieverteilung der Elektronen hat für $E = E_i$ ein Maximum und fällt für $E > E_i$ rasch ab.

Mit diesen Annahmen erhalten Rose und Korff den Ausdruck

$$\ln A = \left(\frac{a\,e\,U_0\,r_i\,N_v}{\ln r_a/r_i}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{U_0}{U_s}\right)^{1/2} - 1\right]. \tag{12}$$

Dabei ist U_0 die Spannung am Rohr, U_s die Spannung, bei der gerade $A \neq 1$ wird, bei der also direkt an der Drahtoberfläche die erste Multiplikation eintritt, N_v die Zahl der Moleküle im cm³ und e die Elementarladung. Bei passender Wahl von a und U_s gibt Gl. (12) die Messungen recht gut wieder. Doch ist U_s eine nur schlecht definierte Größe, auch sind die gemachten Voraussetzungen nicht durchweg gesichert. Es ist deshalb nicht erstaunlich, daß van Duuren[1]) bei systematischer Variation von U_0, r_i und Druck bei gegebener Gasmischung für die Konstante a recht stark streuende Werte fand. Der Mechanismus der Gasverstärkung scheint also noch nicht restlos geklärt.

Für die praktische Benutzung des Proportionalzählrohrs als Meßgerät genügt der Befund, daß $\lg A$ für größere A nahezu linear mit U_0 steigt und daß in vielen Gasmischungen A sich bei Spannungssteigerungen von 50 bis 100 V jeweils verdoppelt.

Impulsbildung. Die primär gebildeten Ionen tragen zum Impuls nichts bei. Der Impuls entsteht vielmehr erst bei der Gasmultiplikation nahe am Draht. Meist wird angenommen, daß die freie Weglänge λ_i der Elektronen für Ionisierung $\lambda_i \ll r_i$ sei. Wenn das zutrifft, so liegt der Ladungsschwerpunkt der Lawine (in der Entfernung von 1 bis $2\,\lambda_i$) sehr dicht am Draht. Gl. (7) zeigt, daß dann die Bewegung der Elektronen zum Draht praktisch keinen Beitrag zum Impuls liefert. Dieser wird vielmehr fast vollständig durch die Bewegung der positiven Ionen geliefert. Sinngemäße Anwendung von Gl. (7) auf diese Bewegung zeigt, daß der Impuls die Hälfte seiner Maximalhöhe erreicht, wenn die positiven Ionen die Entfernung $r = \sqrt{r_a \cdot r_i}$ von der Achse erreicht haben. Nimmt man an, daß die Geschwindigkeit der positiven Ionen der Feldstärke proportional ist, so wird dieser Ort nach der Zeit $t\,(r) = (r_i/r_a)\,t^+$ erreicht, wenn t^+ die Sammelzeit der positiven Ionen ist. t^+ kann bei den üblichen Dimensionen der Rohre wegen der relativ hohen Gasdrucke (bis zu einigen at) einige 10^{-4} bis einige 10^{-3} s betragen. Man wird zur Anzeige also nur den ersten steilen Anstieg [etwa in der Zeit $t\,(r)$] ausnutzen.

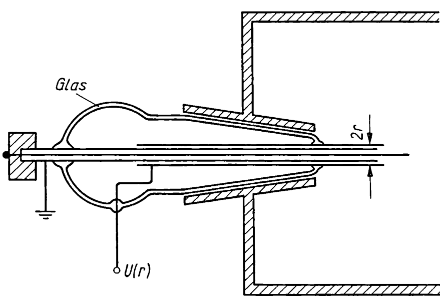
Es scheint aber durchaus nicht völlig sicher, daß $\lambda_i \ll r_i$ ist. Van Duuren fand nämlich, daß im Proportionalbereich die Gasmultiplikation auch in vielatomigen Gasen schon in einer Entfernung bis zu $30\,r_i$ vom Draht beginnen kann. Auch Keck[2]) kommt in einer theoretischen Untersuchung zu dem Ergebnis, daß im Proportionalbereich die aktive Zone am Draht einen erheblich größeren Radius hat, als früher angenommen wurde. Danach könnten die Elektronen zum ersten Anstieg des Impulses beträchtlich beitragen.

Konstruktion und Hilfsgeräte. Wird das Proportionalzählrohr nur als Nachweisgerät benutzt, so sind die konstruktiven Anforderungen gering. Wird es zur Energiemessung benutzt, sind sie höher als bei der energiemessenden Ionisationskammer. Die Anforderungen an Proportionalverstärker, Registriergerät, Reinheit des Gases und des Innern des Rohres sind bei Ionisationskammer und Proportionalzählrohr gleich. Darüber hinaus muß aber bei diesem, um überall gleiche Gasmultiplikation zu haben,

[1]) Van Duuren, K., De proportionele ontlading in telbuizen. Diss. Amsterdam 1952.
[2]) Keck, Chr., Z. angew. Phys. **9** (1957), 286.

gefordert werden, daß der Draht überall glatt, kreisrund und über die ganze Länge gleich dick ist, und daß er gut zentriert ist. Weiter muß die Spannung U_0 gut stabilisiert sein (1 : 2000 genügt meistens). Rohre aus Glas mit Außenkathoden (Maze-Typ)[1]) sind oft sehr brauchbar. Erwünscht ist ein genügend dünnes Fenster in der Kathode zur Einstrahlung von Gamma- oder Röntgenquanten bekannter Energie zur Eichung (s. 1.415).

Wegen der Feldverzerrungen an den Zählrohrenden ist A dort herabgesetzt. Falls auch diese Teile des Zählrohrs von Strahlung getroffen werden, muß man die Endeffekte eliminieren. Bewährt haben sich zwei Verfahren: a) Man teilt den Draht durch eine Glasperle in zwei Stücke verschiedener Länge l_1 und l_2 und mißt die Impulsverteilung an beiden. Subtraktion der Ergebnisse liefert das Ergebnis an einem endeffektfreien Draht der Länge $(l_1 - l_2)$. Voraussetzung ist, daß beide Zählrohrenden gleich konstruiert sind und die Einstrahlung über die ganze Zählrohrlänge die gleiche ist. b) Man umgibt die Enden des Drahtes koaxial mit genügend langen „Feldrohren", die auf dem ihrem Radius r im Zählrohr zukommenden Potential $U(r) = U_0 \frac{\ln r/r_i}{\ln r_a/r_i}$ liegen[2]). Dadurch erzielt man radialsymmetrischen Feldverlauf über die ganze wirksame Drahtlänge (bis auf wenige mm). Fig. **73.1** zeigt eine mögliche Konstruktion. Isolatoren sollten stets so eingesetzt werden, daß der Draht sie nicht „sieht".



73.1 Endeffektfreies Zählrohr

Energetisches und zeitliches Auflösungsvermögen. Zu der statistischen Schwankung σ_N in der Zahl N der primär erzeugten Ionenpaare (1.412) kommt die Schwankung σ_A in der Gasmultiplikation A hinzu. Curran und Mitarbeiter[3]) fanden $\sigma_N^2 = 2/3\,N$ (für kleinere Primärenergien, als Fano untersuchte; s. 1.412) und weiter $\sigma_A^2 = 2/3\,N$ (für nicht zu kleine A unabhängig von A). Die Gasmultiplikation erhöht also das mittlere Schwankungsquadrat der Impulshöhe gegenüber der Ionisationskammer lediglich um den Faktor 2. $\sigma = (\sigma_N^2 + \sigma_A^2)^{1/2}$ ist proportional zu $N^{1/2}$ und damit zu $E^{1/2}$, wenn die Energie E des ionisierenden Teilchens ganz im Zählgas abgegeben wird. Wegen $\sigma \sim E^{1/2}$ hängt die gemessene Linienbreite nicht davon ab, ob (z. B. bei radioaktiven Zerfällen) jeweils zwei Teilchen gleichzeitig die Energien E_1 und E_2 abgeben oder ob ein Teilchen allein die Energie $E_3 = E_1 + E_2$ abgibt. Wegen $\sigma_3^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$ und $\sigma = a\,E^{1/2}$ ist $\sigma_3^2 = a^2\,(E_1 + E_2) = a^2\,E_3$ (vgl. [4])). Bei $E = 50$ keV erreicht man eine relative Halbwertsbreite der Linie von etwa 7 %.

Wie erwähnt, sind 50 % der Impulshöhe schon in der Zeit $t = (r_i/r_a) \cdot t^+$ erreicht. Mit $t^+ \approx 10^{-4}$ s und $r_a/r_i = 10^2$ wird $t \approx 10^{-6}$ s. Da jedoch in die Driftzeit t^+ der Ionen durchaus mehrere Impulse fallen dürfen, lassen sich mit einigem elektronischen Aufwand Zählraten von $10^7\,\mathrm{s}^{-1}$ erreichen.

Das Koinzidenzauflösungsvermögen hängt von der Driftzeit der primär gebildeten Elektronen zum Draht und von der Steilheit des Impulsanstiegs ab. Ist man völlig frei in der Wahl des Gases, des Druckes und der Elektrodenradien, so kann $t^- < 10^{-8}$ s gemacht werden. Zum Anstoßen des Koinzidenzkreises wird meist nur ein kleiner

[1]) Maze, R., J. Phys. et Rad. **7** (1946), 164.
[2]) Curran, S. C., Atomics **1** (1950), 221.
[3]) Curran, S. C., Cockroft A. L., u. Angus, J., Phil. Mag. **40** (1949), 929.
[4]) Huster, E., Z. Phys **136** (1953), 303.

Bruchteil des ersten steilen Impulsanstiegs benötigt. So erreicht man relativ leicht Koinzidenzauflösungszeiten von 10^{-6} s. Mit entsprechendem Aufwand können einige 10^{-8} s erreicht werden.

Vergleich mit Ionisationskammer und Geiger-Zählrohr. Gegen beide Instrumente hat das Proportionalzählrohr nur einen Nachteil: Die erforderliche Spannungsstabilisierung. Im übrigen hat es nur Vorteile. Diese sind gegenüber dem Geiger-Zählrohr: a) die Zählrate ist in weiten Grenzen spannungsunabhängig, während das Geiger-Plateau stets eine Steigung aufweist (1.414); b) das zeitliche Auflösungsvermögen ist 10^{-6} s und kleiner, beim Geiger-Zählrohr beträgt es etwa $200 \cdot 10^{-6}$ s; c) die je Impuls erzeugte Ladung ist um den Faktor 10^3 bis 10^6 kleiner; die Lebensdauer ist deshalb um den gleichen Faktor größer (1.414); d) der Gasdruck kann von 100 Torr bis zu etwa 10 at variiert und damit der Energie der zu messenden Teilchen angepaßt werden; e) es kann bei höherer Temperatur betrieben werden als das Geiger-Zählrohr;[1]) gegenüber der Ionisationskammer: a) Ist $A \gg 1$ (10^2 bis 10^4) und wird die Energie der zu messenden Teilchen ganz im Zählgas abgegeben, so sind bei gegebener Energie alle Impulse gleich hoch, unabhängig vom Ort der Ionisierung; b) man kann um den Faktor A niedriger liegende Energiegebiete erfassen (bis zu etwa $E = 200\,e$V herab).

1.414 Das Geiger-Zählrohr

Das Geiger- oder Auslösezählrohr arbeitet im Bereich V der Fig. **65.**1, in dem die Impulshöhe von der Stärke der Primärionisation nicht abhängt. Ein einziges Elektron genügt zur Auslösung des vollen Impulses.

Impulsbildung. Ein irgendwo im Zählrohr ausgelöstes Elektron erzeugt am Draht eine erheblich größere Lawine als im Proportionalbereich. Die von den angeregten Atomen oder Molekülen emittierten Lichtquanten sind so zahlreich, daß sie mit Sicherheit mindestens ein Photoelektron erzeugen, das eine weitere Lawine bildet usw. Die Entladung breitet sich durch Photoeffekt schnell über das ganze Rohr aus. In einem 10 cm langen Zählrohr können dabei 10^8 bis 10^{10} Ionenpaare entstehen. Die Impulse sind entsprechend hoch und bedürfen nur geringer Verstärkung.

Auch beim Auslösezählrohr wird meist angenommen, daß die sehr schnell auf dem Draht gesammelten Elektronen zum Impuls praktisch nichts beitragen, daß dieser vielmehr durch die Bewegung der positiven Ionen erzeugt wird (s. 1.413). Neuere Untersuchungen mit schnellen Impulsoszillographen zeigen jedoch einen beträchtlichen Beitrag der Elektronen zum Impuls, besonders zum ersten steilen Anstieg. Die Stoßionisation beginnt demnach in größerer Entfernung vom Draht als meist angenommen wird.

Löschung der Entladung. Wenn die Entladung sich über das ganze Rohr ausgebreitet hat, ist der Draht von einem (mehr oder weniger gleichmäßigen) Schlauch positiver Ionen umgeben. Dadurch wird die Feldstärke soweit herabgesetzt, daß keine weiteren Lawinen mehr gebildet werden können und die Entladung zunächst erlischt. Ob sie gelöscht bleibt oder auch ohne neues ionisierendes Ereignis wieder einsetzt, hängt von der Art des Zählgases ab.

In ein- und zweiatomigen Gasen (Halogene u. U. ausgenommen) bilden sich neue Lawinen spätestens bei der Neutralisierung der positiven Ionen an der Kathode. Dabei wird die Differenz $E_i - E_a$ zwischen Ionisierungs- und Austrittsarbeit frei, und da meistens $E_i - E_a > E_a$ ist, werden Sekundärelektronen ausgelöst, welche die Entladung neu zünden. In Edelgasen entstehen außerdem viele metastabile angeregte Atome,

---

[1]) Moljk, A., Drever, R. W. P., u. Curran, S. C., Rev. Sci. Instr. **26** (1955), 1034.

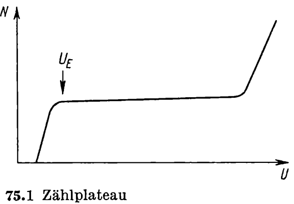
die die Entladung durch Photoeffekt neu zünden können, sobald die Feldstärke am Draht die Einsatzfeldstärke wieder überschritten hat. In solchen (nichtselbstlöschenden) Zählrohren bildet sich also eine Art intermittierender Dauerentladung aus, wenn man dies nicht durch äußere Schaltmittel verhindert (s. 1.414, Auflösungsvermögen).

Setzt man dem Zählgas relativ geringe Bruchteile (einige $^0/_0$) organischer Dämpfe oder Gase zu, so erlischt die Entladung ohne äußere Schaltmittel (selbstlöschende Zählrohre), wenn die Ionisierungsenergie des Dampfes kleiner als die des Grundgases ist. In diesem Fall tritt bei Zusammenstößen von Gasionen mit Dampfmolekülen Umladung ein. Nur Dampfionen erreichen die Kathode. Die bei ihrer Neutralisierung frei werdende Energie führt zu Zerfall der organischen Moleküle in neutrale Bruchstücke (Prädissoziation), so daß keine Sekundärelektronen ausgelöst werden. Die „Löschdampf"-Moleküle übernehmen bei Zusammenstößen auch die Anregungsenergie metastabiler Atome und verbrauchen sie in Prädissoziation.

Auch Halogenzusätze zu Edelgasen ergeben selbstlöschende Zählrohre. Die Zusätze dürfen jedoch nur sehr gering sein, da die Halogenmoleküle leicht Elektronen anlagern.

Die Ausbreitung der Entladung. Die Entladung breitet sich, je nach Gasart und Zählspannung, mit Geschwindigkeiten von einigen 10^6 bis einigen 10^7 cm/s längs des Zählrohrs aus. Vielfach wird angenommen, daß dies in nichtselbstlöschenden Zählrohren durch Photoeffekt an der Kathode, in selbstlöschenden dagegen durch Photoeffekt im Gas geschehe. Danach absorbiert der „Löschdampf" die in der Entladung entstehenden Lichtquanten schon in Drahtnähe, wobei die meisten der absorbierenden Moleküle strahlungslos zerfallen, ein für die Ausbreitung ausreichender Bruchteil jedoch Photoeffekt erfährt. Nach neueren Untersuchungen[1]) soll sich jedoch auch in selbstlöschenden Zählrohren die Entladung durch Photoeffekt an der Kathode ausbreiten.

Totzeit, Erholungszeit. Der in 1.414, Löschung der Entladung, erwähnte Ionenschlauch hält die Feldstärke am Draht unter der Einsatzfeldstärke, bis er auf seinem Weg zur Kathode einen durch die Betriebsbedingungen gegebenen kritischen Radius überschreitet. Erst nach der bis dahin vergangenen „Totzeit" können wieder Impulse auftreten. Die der angelegten Zählspannung entsprechende Feldstärke am Draht wird erst dann wieder erreicht, wenn die Ionen an der Kathode gesammelt sind. Vorher auftretende Impulse sind deshalb verkleinert. Die Zeit zwischen Ende der Totzeit t_T und Ende der Ionenaufsammlung heißt Erholungszeit t_E des Zählrohrs ($t_T \approx t_E \approx 10^{-4}$ s; $t_T + t_E = t^+$).



75.1 Zählplateau

Einsatzspannung, Zählplateau. Die niedrigste Zählspannung U_Z, bei der die Impulshöhe unabhängig von der Primärionisation wird, heißt Einsatzspannung U_E. Von U_E ab steigt mit steigender U_Z zwar die Impulsgröße, die Zahl der Impulse aber ist über einen größeren Spannungsbereich nahezu unabhängig von U_Z (Zählplateau, Fig. **75.**1) und gibt recht genau die Zahl der ionisierenden Ereignisse im Zählrohr wieder. Die unerwünschte Steigung des Plateaus wird dadurch verursacht, daß mit steigender U_Z a) das effektive Zählvolumen und b) die Zahl der unechten Impulse zunimmt (z. B. durch Auslösung von Sekundärelektronen aus der Kathode durch positive Ionen oder metastabile Atome oder durch Elektronenanlagerung an elektronegative Moleküle). Den ersten Effekt kann man fast vollständig durch Feldrohre (1.413) unterdrücken, den zweiten durch extreme Sauberkeit des

[1]) Huster, E., u. Ziegler, E., Z. Phys. **146** (1956), 281.

Zählgases und des Zählrohrinnern herabsetzen. Ganz zu vermeiden sind die unechten Impulse nicht. Sie verursachen schließlich das obere Ende des Plateaus.

Die erreichbare Länge des Plateaus (einige hundert Volt) hängt von der Gasmischung und den Zählrohrdimensionen ab. Zu jedem Kathodendurchmesser gehört ein optimaler Drahtdurchmesser. Dieser bestimmt auch den für selbstlöschendes Verhalten erforderlichen Minimalgehalt des Zählgases an Löschdampf.

Auflösungsvermögen. Bei nichtselbstlöschenden Zählrohren hängt das Auflösungsvermögen stark von der angewandten Löschschaltung ab. Die älteste und einfachste Methode, das Abreißen der Entladung zu erzwingen, besteht darin, den Ableitwiderstand R_0 (Fig. **66.**2) so groß zu machen, daß $R_0\,C_0 \gg t^+$ wird ($t^+ \approx 1$ bis $2 \cdot 10^{-4}$ s). Macht man $R_0\,C_0 \approx 10^{-2}$ s, so bleibt die negative Ladung solange auf dem Draht, daß über t^+ hinaus die effektive Spannung unter der Einsatzspannung bleibt. Zwei ionisierende Ereignisse werden dann natürlich nur getrennt angezeigt, wenn ihr zeitlicher Abstand mindestens von der Größenordnung $\tau \approx 10^{-2}$ s ist. Mit elektronischen Löschkreisen erreicht man $\tau \approx 10^{-4}$ s ($\tau \geqq t^+$). Mit einer Schaltung, die nach Einsatz des Impulses das Zählrohr kurzzeitig umpolt, so daß nach den Elektronen auch die Ionen am Draht gesammelt werden, kommt man auf $\tau \leqq 10^{-5}$ s. (Alles das gilt natürlich nur, wenn die Entladung nicht durch metastabile Atome neu gezündet wird.)

Bei selbstlöschenden Zählrohren ist τ durch die Totzeit t_T bestimmt und beträgt deshalb einige 10^{-4} s. Obwohl man bei nichtselbstlöschenden Rohren kleinere τ erreichen kann, wird der selbstlöschende Typ meist bevorzugt, weil der elektronische Aufwand entfällt.

Die erreichbare Koinzidenzauflösungszeit ist bestimmt durch den zeitlichen Abstand zwischen ionisierendem Ereignis und seiner Anzeige, d. h. durch die maximale Driftzeit t^- der Elektronen und die Zeit, in der die Entladung sich so weit ausgebreitet hat, daß das Nachweisgerät anspricht. Ist U_Z genügend hoch, so kann man diesen letzten Anteil vernachlässigen. Der erste Anteil hängt ab vom Radius der Kathode und vom Füllgas. Koinzidenzauflösezeiten von 4 bis $5 \cdot 10^{-8}$ s sind erreicht worden, 10^{-8} s sollten erreichbar sein.

Halogenzähler empfehlen sich für Koinzidenzmessungen nicht, da sie (wegen Elektronenanlagerung) Impulsverzögerungen von mehreren 10^{-6} s aufweisen können.

Lebensdauer. Zählrohre mit ein- und zweiatomigen Gasen verlieren ihre Zählereigenschaften auch nach beliebig vielen Entladungen nicht. Enthält das Rohr aber einen vielatomigen „Löschdampf“, so wird bei jedem Zählstoß eine große Zahl von Molekülen in Radikale zerlegt. Erfahrungsgemäß verliert das Rohr nach einigen 10^8 (bei CH_4 als Löschgas schon nach 10^7) Zählstößen seine Zählereigenschaften. Früher nahm man an, daß dann soviel organische Moleküle zerstört sind, daß das Gas nicht mehr als Löschdampf wirken kann. Versuche der letzten Jahre[1]) haben aber gezeigt, daß das Gas eines „verbrauchten“ Zählrohrs durchaus noch „löscht“, wenn man es in ein anderes Zählrohr überführt; lediglich U_E ist gestiegen. Man führt deshalb das Unbrauchbarwerden des Zählrohrs auf Ablagerungen auf den Elektroden zurück (flüssige und feste Kohlenwasserstoffe, die sich aus den Radikalen synthetisieren, oder Kohlenstoff, der durch die Zerstörung der Moleküle entsteht). Mehrfach wird berichtet, daß Auswechseln des Drahtes das Rohr wieder brauchbar macht. D. Blanc[2]) fand demgegenüber, daß das nicht genügt. Danach führen auf der Kathode abgesetzte Schichten zum Verschwinden des Zählplateaus. — Andererseits scheinen gewisse Adsorptionsschichten auf der Kathode für das Funktionieren selbstlöschender Zählrohre erforderlich zu sein[3]).

[1]) Blanc, D., J. Phys. et Rad. **10** (1948), 411. — Reddie, J. S., u. Roesch, W. C., Nucleonics **14** Nr. 7 (1956), 30.
[2]) Blanc, D., J. Phys. et Rad. **10** (1948), 411.
[3]) Tanyel, B., Phys. Rev. **77** (1950), 843. — Keuffel, J. W., Rev. Sci. Instr. **20** (1949), 204.

1.415 Nachweis und Messung der verschiedenen Strahlungsarten mit gasgefüllten Geräten

Das Auslösezählrohr ist seiner Natur nach nur ein Nachweisgerät, Ionisationskammer und Proportionalzählrohr können überdies auch zur Energiemessung dienen. Die Messung an geladenen Teilchen ist bereits behandelt worden. Selbstverständlich muß bei Energiemessungen die Wand des Meßgeräts zumindest da, wo die Strahlung eintritt, so dünn sein, daß Energieverluste nicht merklich sind. Energiearme Strahler bringt man zweckmäßig ins Innere des Meßgeräts. — Schwere Teilchen kann man mit Ionisationskammer oder Proportionalzählrohr wegen ihrer hohen spezifischen Ionisierung über einem hohen Untergrund von Beta- oder Gamma-Strahlung zählen, solange nicht die kleinen Impulse zeitlich so dicht aufeinander folgen, daß sie durch Aufsummierung große Impulse vortäuschen.

Zum Nachweis von Röntgen- und Gamma-Strahlung dienen die von ihr ausgelösten Elektronen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit steigt mit der Energie der Photonen und mit der Kernladungszahl des Wandmaterials an. Auch gibt es jeweils eine optimale Wanddicke. Es leuchtet jedoch ein, daß es sinnlos ist, die Wanddicke viel größer als die Reichweite der ausgelösten Elektronen zu machen. Man kann Nachweisausbeuten von etwa 1 $^0/_0$ erreichen.

Bei genügend niedrigen Energien (bis etwa 100 keV) ist im Proportionalzählrohr auch Gamma- und Röntgenspektroskopie möglich. In geeigneten Gasen (z. B. Argon) ist Photoeffekt an Gasatomen genügend häufig, und die Ablöseenergie für das Photoelektron wird in der überwiegenden Zahl der Fälle auf Auger-Elektronen übertragen. Der gemessene Impuls entspricht dann der vollen Energie des Photons.

Schnelle Neutronen kann man nachweisen durch die von ihnen in wasserstoffhaltigen Substanzen erzeugten Rückstoßprotonen. Man füllt das Nachweisgerät mit einem H-haltigen Gas oder umgibt es (oder legt es aus) mit einer H-haltigen Substanz wie Paraffin, Polyäthylen usw. Auf diese Weise lassen sich — bei bekanntem Energiespektrum der Neutronen — leicht Flußmessungen durchführen. Die Messung des Energiespektrums dagegen ist mit den hier besprochenen Geräten schwierig, weil bei einheitlicher Neutronenenergie E_n die Protonen (im Schwerpunktsystem) gleich häufig alle Energien zwischen Null und E_n aufweisen.

Thermische Neutronen kann man durch die von ihnen bewirkten Kernprozesse nachweisen. (Schnelle Neutronen ebenfalls, wenn man sie vorher durch Paraffin verlangsamt hat.) Benutzt werden z. B. die Prozesse $Li^6 (n, \alpha) H^3$, $B^{10} (n, \alpha) Li^7$, $N^{14} (n, \alpha) B^{11}$ und die Spaltung schwerer Kerne, wie U^{235}. Der Meßzweck bestimmt das zu wählende Verfahren. Hierfür einige Beispiele: Da die Spaltprodukte schon am Anfang ihrer Bahn sehr stark ionisieren, kann man eine Ionisationskammer mit U^{235} sehr flach bauen und damit erreichen, daß selbst Alpha-Impulse vergleichsweise sehr klein bleiben. Man kann so Neutronen über einem starken Untergrund von Alpha-Teilchen zählen. Häufig werden mit Bor ausgekleidete oder mit BF_3-Gas gefüllte Geräte zum Neutronennachweis benutzt. BF_3 ist hierfür sehr gut geeignet, wenn es vorher sorgfältig von SiF_4, das es von der Herstellung her enthält und das Elektronen anlagert, gereinigt wird. Da BF_3 durch Wasser und durch organische Substanzen zerstört wird, sollten Nachweisgeräte mit BF_3 reine Glas-Metall-Konstruktionen sein.

Proportionalzählrohre, die He^3 enthalten, können bis zu Energien von 1 MeV zur Neutronenspektroskopie benutzt werden[1]), weil bei der Reaktion $He^3 (n, p) H^3$ die geladenen Teilchen im Zählrohr die Energie E_n des Neutrons, vermehrt um 770 keV, abgeben. Für $E_n > 1$ MeV wird das Ergebnis durch elastische Stöße zwischen Neutronen und He^3-Kernen gefälscht.

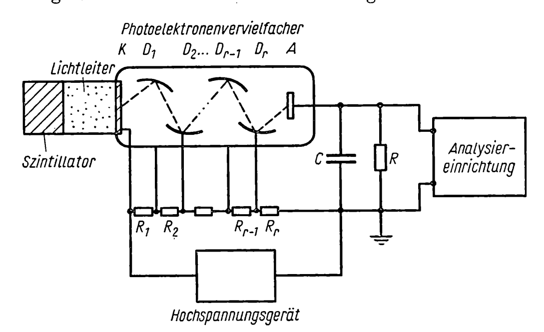
[1]) Batchelor, R., Aves, R., u. Skyrme, T. H. R., Rev. Sci. Instr. **26** (1955), 1037.

Häufig wird man Neutronenstrahlung neben Gamma-Strahlung messen müssen. Meist werden hierbei zwei Ionisationskammern benutzt. Bei schnellen Neutronen füllt man z. B. eine mit einer H-haltigen Substanz, die andere z. B. mit Argon und gleicht die Drucke so ab, daß bei gleicher Gamma-Strahlstromstärke die Ströme in beiden Kammern gleich sind. Auf zusätzliche Neutronenstrahlung spricht nur die eine der Kammern an. Die Differenz der in ihnen erzeugten Ströme ist also ein Maß für die Stärke der Neutronenstrahlung (Differentialkammer). Man kann auch zwei Kammern gegeneinander schalten und (für langsame Neutronen) eine davon mit Bor auskleiden. Werden beide Kammern von der gleichen Gamma-Stromstärke getroffen, so gibt die Doppelkammer (kompensierte Kammer) kein Signal. Kommen langsame Neutronen hinzu, so ist das Signal ein Maß ihrer Stromstärke.

Gamma-Strahlung neben Neutronenstrahlung nachzuweisen, ist einfacher: Man muß durch passende Wahl von Kammermaterial und Füllgas dafür sorgen, daß keine Reaktionen mit Neutronen eintreten können.

1.416 Der Szintillationszähler*)

Neben der ionisierenden Wirkung können auch die Anregungsprozesse, die ein elektrisch geladenes Teilchen beim Durchgang durch Materie längs seiner Bahn hervorruft (s. 1.3), zum Nachweis einer Kernstrahlung ausgenutzt werden. Dieses Verfahren hat in den Szintillationsanordnungen erhebliche Bedeutung erlangt. Durch die Benutzung des Szintillationszählers ist es u. a. möglich geworden, die maximale Rate beim Nachweis einer Kernstrahlung von einigen $10^5\,s^{-1}$ (beim Auslöse- und Proportionalzählrohr) auf etwa $10^7\,s^{-1}$ zu steigern. Damit verbunden ist ein hohes zeitliches Auflösungsvermögen: Mit einem Szintillationszähler und den entsprechenden elektronischen Schaltungen kann der Zeitmoment, zu dem eine Kernstrahlung an einem bestimmten Ort aufgetreten ist, bis auf einige 10^{-9} s, in Sonderfällen sogar noch genauer, festgelegt werden; dies ist für die Durchführung von Koinzidenz- und Lebensdaueruntersuchungen, aber auch für die Durchführung von Laufzeitmessungen von großer Bedeutung. Schließlich ist als weiterer Vorzug des Szintillationszählers seine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für nichtionisierende Strahlungen (Gamma-Strahlung, Neutronenstrahlung) zu erwähnen.



78.1 Grundsätzlicher Aufbau eines Szintillationszählers — schematisch. K Photokathode, $D_1 \cdots D_r$ Prallstufen, A Anode, C Arbeitskapazität, R Ableitwiderstand, $R_1 \cdots R_r$ Spannungsteiler zur Herstellung der Betriebsspannungen für die Prallstufen

Mit einem Szintillationszähler kann überdies eine Kernstrahlung nicht nur nachgewiesen, sondern unter Beibehaltung der hohen Registriergeschwindigkeit in Verbindung mit geeigneten elektronischen Einrichtungen auch auf ihre energetische Zusammensetzung hin untersucht werden. Nachteilig ist hierbei manchmal das geringe energetische Auflösungsvermögen des Szintillationszählers, besonders bei energiearmen Strahlungen ($E < 30$ keV). Der erwähnten Vorzüge wegen wird indes der Szintillationszähler in vielen Fällen trotzdem das bevorzugte Meßgerät für eine große Anzahl kernphysikalischer Meßaufgaben sein.

Aufbau und Wirkungsweise des Szintillationszählers. Der Szintillationszähler besteht im wesentlichen (vgl. Fig. **78.1**) aus dem Szintillator und dem Photoelektronenver-

*) Verfaßt von U. Cappeller, Marburg.

vielfacher, die optisch direkt oder unter Zwischenschaltung eines Lichtleiters verbunden sind. Zum Betrieb des Szintillationszählers werden ein (stabilisiertes) Hochspannungsgerät sowie eine Einrichtung (s. 1.43) zur Analyse und Registrierung der Ladungsimpulse benötigt.

Fällt ein energiereiches geladenes Teilchen auf den Szintillator, so wird es dort abgebremst und gibt seine Energie in Ionisations- und Anregungsprozessen an die Gitterbausteine des Szintillators ab. Die an die Atome und Moleküle des Szintillators übertragene Energie geht nicht nur in Gitterschwingungen (Erwärmung des Szintillators) über; ein wesentlicher Teil der absorbierten Energie wird vielmehr — abhängig von der „Güte" des Szintillators — in Form von sichtbaren oder ultravioletten Lichtquanten wieder emittiert.

Unter geeigneten Voraussetzungen (s. Fig. **78.1**) ist die Zahl der vom Szintillator emittierten Photonen N_{Ph} dem Energieverlust E_{T} des Teilchens in weiten Grenzen proportional. Führt man unter Vernachlässigung der spektralen Verteilung des Szintillationslichtes die Quantenenergie $E_{\mathrm{Ph}} = h\nu$ eines „mittleren" Quants ein und definiert man eine „Szintillationsausbeute"

$$\xi = \frac{\text{Gesamtenergie des Szintillationslichtes}}{\text{Energieverlust des gebremsten Teilchens im Szintillator}},$$

so kann man diese Proportionalität in der Form

$$N_{\mathrm{Ph}} = \xi \cdot \frac{E_{\mathrm{T}}}{E_{\mathrm{Ph}}} \tag{13}$$

schreiben[1]).

Das an die Photokathode des Vervielfachers gelangende Licht löst dort je nach seiner spektralen Zusammensetzung und je nach der Art der Photokathode mehr oder weniger Photoelektronen aus; ihre Anzahl wird durch die Gleichung

$$N_{\mathrm{K}} = N_{\mathrm{Ph}} \cdot \eta \cdot G \tag{14}$$

beschrieben, wobei

$$\eta = \frac{\text{Zahl der ausgelösten Photoelektronen}}{\text{Zahl der auf K auffallenden Quanten}} \tag{15}$$

den Wirkungsgrad der Elektronenauslösung, die „Quantenausbeute", und G den Bruchteil des an die Photokathode gelangenden Szintillationslichtes bezeichnen. G hängt von der Transparenz des Szintillators und der Lichtleitung sowie vom Reflexionsgrad der Einbettung des Szintillators ab.

Die aus der Photokathode ausgelösten Elektronen werden in dem vor der Photokathode herrschenden elektrischen Feld zur ersten Prallstufe hin beschleunigt und schlagen dort bei ihrem Aufprall weitere Elektronen (Sekundärelektronen) heraus. Der Wirkungsgrad dieses Prozesses sei zusammenfassend durch das Produkt aus einem Fokussierungsfaktor F und dem Sekundäremissionsfaktor σ

$$F \cdot \sigma = \frac{\text{Zahl der aus der Prallstufe ausgelösten Elektronen}}{\text{Zahl der aus der Photokathode austretenden Elektronen}} \tag{16}$$

beschrieben. Nach r-facher Wiederholung in r Stufen ist die Zahl der von der Photokathode ausgehenden Elektronen insgesamt auf

$$N_{\mathrm{A}} = N_{\mathrm{K}}\,(F\,\sigma)^r \tag{17}$$

angewachsen. An der Anode des Photoelektronenvervielfachers wird somit jedesmal, wenn ein Teilchen den Szintillator durchquert, die Ladung $Q = e \cdot N_{\mathrm{A}}$ angeliefert

[1]) Auf den statistischen Charakter der verschiedenen Umwandlungsprozesse und die daraus sich ergebenden Folgerungen wird im folgenden noch genauer einzugehen sein.

und damit an der Arbeitskapazität C des Photoelektronenvervielfachers ein Spannungsimpuls von der Größe

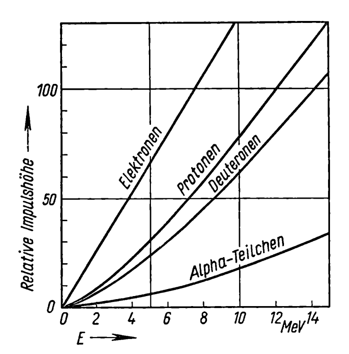
$$U = \frac{Q}{C} = \frac{e}{C} \cdot (F \cdot \sigma)^r G \cdot \eta \cdot \xi \cdot E_T \tag{18}$$

erzeugt.

Als Beispiel sei der Fall betrachtet, daß ein Cs^{137}-Gamma-Quant ($E_\gamma = 661{,}4$ keV) an der K-Schale eines Jodatoms ($E_{ion} = 33{,}2$ keV) in einem NaJ(Tl)-Szintillator ein Photoelektron der Energie 628,2 keV befreit. Bei einer Szintillationsausbeute $\xi = 8{,}5\,\%$ und einer mittleren Quantenenergie von $E_{Ph} = 3$ eV werden von diesem Elektron längs seines Bremsweges nach Gl. (13) $N_{Ph} = 1{,}8 \cdot 10^4$ Lichtquanten erzeugt. Diese befreien unter der Voraussetzung $G = 1$ und $\eta = 10\,\%$ aus der Photokathode etwa $N_K = 1{,}8 \cdot 10^3$ Photoelektronen, die ihrerseits bei einer Stufenspannung von 100 V in jeder Stufe um den Faktor $F \cdot \sigma = 3{,}5$, bei 9 Stufen also etwa um den Faktor $8 \cdot 10^4$, vervielfacht werden. An der Anode wird daher von jedem Elektron (im Mittel) eine Ladung $Q = 24 \cdot 10^{-12}$ As angeliefert und damit an einem Ladekondensator von $C = 30$ pF ein Spannungsimpuls mit der Amplitude $U = 0{,}8$ V erzeugt.

Das Verhalten eines Szintillationszählers im Betrieb. Die Eigenschaften der wichtigsten Szintillatoren. Die gebräuchlichen szintillierenden Substanzen lassen sich in drei große Gruppen einteilen: 1. Organische Verbindungen, die in Form klar durchsichtiger Einkristalle sehr gute Szintillationseigenschaften zeigen; 2. organische Verbindungen, die auch nach Lösung in geeigneten Lösungsmitteln bzw. Lösungsmittelkombinationen noch gute Szintillationseigenschaft zeigen; 3. anorganische Verbindungen, in denen die Szintillationseigenschaft daran gebunden zu sein scheint, daß die Verbindung in (klar durchsichtiger) Kristall- oder auch Glasform vorliegt und mit geeigneten Zwischengitterionen (Aktivatoren) oder auch nur mit „Fehlstellen" verunreinigt ist.

Ein typischer Vertreter der ersten Gruppe ist das Anthrazen. Einige wichtige Eigenschaften dieses Stoffes sind in Tab. **81.1** sowie in Fig. **80.1** zusammengestellt. Man erkennt aus Fig. **80.1**, daß die von diesem Szintillator gelieferten Impulse nur dann der Teilchenenergie proportional sind, wenn sie durch Elektronen ausgelöst werden. Die Szintillationsausbeute beträgt in diesem Fall etwa 4 %. Abweichungen von der Linearität treten nur für sehr kleine Elektronenenergien auf. Bei den anderen Teilchen kann dagegen von einer Energieproportionalität nur in begrenzten Energiebereichen gesprochen werden. Andere organische Szintillatoren zeigen ein ähnliches Verhalten. Ihre Daten sind in Tab. **81.1** im Vergleich zu den Angaben für Anthrazen zusammengestellt; auf den Unterschied in den Szintillationsabklingzeiten sei ausdrücklich hingewiesen.



80.1 Szintillationsausbeute eines Anthrazenkristalls für verschiedene Teilchen in Abhängigkeit von der Energie E der Teilchen

Die Szintillationsausbeuten der Szintillationslösungen (vgl. Tab. **81.1**) erreichen ungefähr diejenige des Anthrazens; ihre Abklingzeiten sind in den meisten Fällen jedoch wesentlich kürzer. Organische Lösungen können daher vielfach, sofern die Wand des Lösungsgefäßes nicht stört, im Austausch mit den viel umständlicher herzustellenden Einkristall-Szintillatoren verwendet werden. Hinzu kommt, daß man aus diesen Lösungen — durch die Eigenabsorption der Szintillationsquanten im Lösungsmittel unbehindert — sehr große Szintillationskörper herstellen kann; auf die hierfür entwickelten Photoelektronenvervielfacher mit besonders großer Kathodenfläche sei hingewiesen.

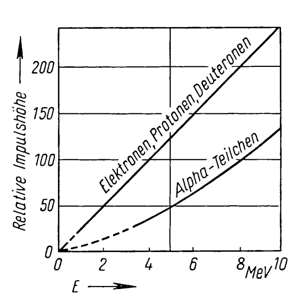
81.1 Übersicht über die Eigenschaften einiger Szintillatoren

Gruppe	Stoff	Dichte g/cm³	Wellenlänge d. Maximums der Energieverteilung Å	Relative Impulshöhe für Beta-Teilchen gg. Anthrazen[1]	Linearität der Impulshöhe mit der Teilchenenergie	Relative Lichtausbeute $\frac{A_\alpha}{A_\beta}$ für schwere Teilchen (Richtwerte)	Halbwertszeit des Lichtabfalls ns	Bemerkungen
Organische Kristalle	Anthrazen $C_{14}H_{10}$	1,25	4400	100	$E_\beta > 125$ keV	0,1	22,4	
	Transstilben $C_{14}H_{12}$	1,16	4100	60		0,1	4,5	
	p-Terphenyl $C_{18}H_{14}$	1,23	4000	40			3,5	
Anorganische Kristalle	NaJ(Tl)	3,67	4100	210	für β und p	0,5	175	hohe Transparenz / schwach gelb } hygroskopisch
	LiJ(Sn)	4,06	5300	12	für β und p	0,93	490	
	CsJ(Tl)	4,51	—	55		0,5	770	
	CsJ(bei 77 °K)	4,51		abs. Ausbeute 35% für α	für $\alpha > 3$ MeV		350	
	ZnS(Ag)	4,09	4500	100		2,0	7000	Kristallpulver
	$CaWO_4$	6,1	4300	36	für β	0,2	4200	
	CaJ_2(Tl)	3,96	4000	230			770	hygroskopisch
Organische Lösungen	5 g/l p-Terphenyl in Toluol		3550	35		0,09	1,5	bei niedrigen Temperaturen zu verwenden
	3 g/l 2,5-Diphenyloxazol in Toluol		3820	40			~2,1	
Kunststoffe	36 g/l p-Terphenyl in Polystyrol		3550	28		0,1	~2,1	
	16 g/l 1,1,4,4-Tetraphenyl-1,3-Butadien in Polyvinyltoluol		4500	37		0,08	~3,2	

[1]) gemessen mit Photomultiplier RCA 5819 bei einer Anodenzeitkonstante von 10 µs.

In diesen Zusammenhang gehören auch die Plastik-Szintillatoren, bei denen eine Szintillationssubstanz in einer später polymerisierten Flüssigkeit gelöst ist. Tab. **81.1** gibt einige Beispiele. Szintillatoren dieser Art werden zukünftig insbesondere für einfache Zählzwecke, bei denen es lediglich auf eine hohe Zählgeschwindigkeit und weniger auf die Registrierung von Impulsgrößenunterschieden ankommt, eine bedeutsame Rolle spielen.

Als Vertreter der dritten Gruppe sei das NaJ(Tl) (NaJ, aktiviert mit Thallium) besprochen; seine wichtigsten Daten sind neben denen anderer Stoffe dieser Gruppe in Tab. **81.1** enthalten; sein Szintillationsverhalten gegenüber den verschiedenen Teilchensorten ist in Fig. **82.1** dargestellt. Man erkennt, daß — abgesehen von der Szintillationserregung durch Alpha-Teilchen — hier in einem weiten Energiebereich mit einer weitgehend konstanten Szintillationsausbeute (sie beträgt 8,5%, vgl. Tab. **81.1**) gerechnet werden darf. NaJ(Tl)-Szintillatoren werden hauptsächlich zum Nachweis von Gamma-Strahlung sowie zur Gamma-Spektroskopie (s. d.) benutzt; sie können leicht in größeren Stücken (bis zu 100 cm³ und mehr) hergestellt werden. Ein Nachteil des NaJ(Tl) ist seine große Hygroskopizität; daher ist eine Schutzeinbettung erforderlich.



82.1 Szintillationsausbeute eines NaJ(Tl)-Einkristalls für verschiedene Teilchen in Abhängigkeit von der Energie E der Teilchen

Die Sammlung des Szintillationslichts. Ohne besondere Maßnahmen erreicht im allgemeinen nur ein kleiner Bruchteil des im Szintillator erzeugten Lichtes die Photokathode des Photoelektronenvervielfachers. Daher müssen die dem Photoelektronenvervielfacher abgewandten Seiten des Szintillators mit einem reflektierenden Belag versehen sein. Hierfür hat sich eine Schicht aus fein gepulvertem Magnesiumoxyd (MgO) bewährt.

Zum andern muß die dem Photoelektronenvervielfacher zugewandte Seite des Szintillators den ungestörten Durchgang der in dieser Richtung laufenden Szintillationsquanten zulassen. Technisch läßt sich dies in ausreichendem Maße durch eine Immersionsschicht (z. B. Siliconöl) zwischen Szintillator und Glaswand des Photoelektronenvervielfachers erreichen. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß die Photokathode direkt auf die Innenseite der Glaswand des Photoelektronenvervielfachers aufgebracht ist. Die Ausbeute des gesamten optischen Systems kann unter diesen Umständen nahezu gleich 1 gesetzt werden.

In manchen Fällen muß der Szintillator vom Photoelektronenvervielfacher räumlich getrennt werden, z. B. bei der Verwendung des Szintillators als Detektor in einem magnetischen Spektrometer, weil der Photoelektronenvervielfacher schon durch relativ schwache Magnetfelder in seiner Funktion entscheidend gestört wird. In diesem Falle muß das Szintillationslicht durch einen „Lichtleiter" von dem noch im Magnetfeld aufgestellten Szintillator zum Photoelektronenvervielfacher geleitet werden; hierfür haben sich zylindrische Stäbe aus transparenten Kunststoffen bewährt (Plexiglas usw., auch in gebogener Form).

Die Eigenschaften eines Photoelektronenvervielfachers werden durch den Aufbau seiner Photokathode und durch die Wirksamkeit seines Vervielfachersystems bestimmt. Die Photokathode soll eine möglichst hohe Quantenausbeute aufweisen; das Maximum ihrer spektralen Empfindlichkeit soll an den Schwerpunkt des Szintillationslichts der üblichen Szintillatoren angepaßt sein. Die Auswahl unter den möglichen Kathodenschichten wird durch die Forderung nach einem möglichst geringen Dunkelstrom („Eigenrauschen") des Photoelektronenvervielfachers begrenzt. Außer durch Lichteinwirkung können aus der Photokathode auch durch thermische Emission

Elektronen frei werden. Ihre Stromdichte hängt nach der Richardsonschen Beziehung von der Temperatur und der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials ab. Die hierdurch bedingte Störung kann allerdings in den meisten Fällen vernachlässigt werden; in Grenzfällen (z. B. Nachweis eines Teilchens mit $E_T < 20$ keV in Anthrazen) kann jedoch eine Kühlung der Photokathode von Nutzen sein. So wird z. B. bei einer Austrittsarbeit der Photokathode von 2,5 eV bei einer Abkühlung von 300 °K auf 270 °K der Rauschstrom um den Faktor $3 \cdot 10^4$ kleiner.

Die Wirksamkeit der Vervielfachung ist durch den konstruktiven Aufbau des Photoelektronenvervielfachers allein noch nicht endgültig festgelegt. Der Sekundäremissionsfaktor σ hängt von der Energie der Elektronen ab. Die so bedingte Energieabhängigkeit der Einzelvervielfachung tritt in der Gesamtvervielfachung noch verstärkt in Erscheinung. Angenähert gilt die Beziehung

$$\frac{\Delta V}{V} \approx r \cdot \frac{\Delta U}{U}, \tag{19}$$

wobei V die Gesamtvervielfachung, U die insgesamt am Vervielfacher anliegende Spannung und r die Stufenzahl bezeichnen. Ein Szintillationszähler kann daher für quantitative Messungen nur dann benutzt werden, wenn durch eine entsprechende Stabilisierung für eine ausreichende Konstanz der Betriebsspannung gesorgt ist. Um eine Meßgenauigkeit von 1% zu erreichen, muß bei 10 Stufen die Schwankung der Betriebsspannung kleiner als 1‰ gehalten werden.

Als Sonderausführung werden neben den üblichen 9- und 10stufigen Photoelektronenvervielfachern auch Vervielfacher mit 13 und 14 Stufen gebaut. Aufgabe dieser Vervielfacher ist es, in einer möglichst kurzen Anstiegszeit ($t < 10^{-9}$ s; s. unten) für jedes Elektron, das die Kathode verläßt, am Ausgang einen Stromimpuls von 10^{10} Elektronen $\triangleq 10^{-9}$ As zu liefern. Die von dem Vervielfacher abgegebenen Ströme nehmen hierbei Spitzenwerte bis zu 1 A an. Vervielfacher mit einer derartigen Ausgangsleistung werden insbesondere zum Betrieb hochauflösender Koinzidenzschaltungen (Auflösungszeit 10^{-9} s und weniger) benötigt.

Die Energie- und Zeitauflösung eines Szintillationszählers. Die im vorangehenden Abschnitt behandelten Prozesse (Szintillationserregung, Photoelektronenauslösung und Sekundärelektronenvervielfachung) setzen sich beim Nachweis eines einzelnen Teilchens jedesmal nur aus einer begrenzten Anzahl N ($10^2 < N < 10^4$; vgl. die Abschätzung in 1.416) von Elementarprozessen zusammen. Dementsprechend muß in jedem Teilprozeß und in der Ladungsanlieferung mit statistischen Schwankungen gerechnet werden.

Sind an einem physikalischen Prozeß im Mittel N statistisch verteilte Elementarprozesse nebeneinander beteiligt, so weichen die Einzelergebnisse vom Mittelwert N ab; die relative mittlere quadratische Streuung (kurz Streuung) ist durch die Gleichung

$$\delta^2 = \frac{1}{N} \tag{20}$$

gegeben. Sind in einem zusammengesetzten Prozeß mehrere statistisch streuende Prozesse hintereinander geschaltet, so trägt unter der Voraussetzung völliger Unabhängigkeit der Einzelprozesse jeder i-te Prozeß mit seiner Streuung in der Weise zur Gesamtstreuung bei, daß für die mittlere relative quadratische Streuung Δ des Gesamtprozesses

$$\Delta^2 = \sum_i \delta_i^2 \tag{21}$$

gilt. Die Wahrscheinlichkeit $W(\varrho)\,d\varrho$, einen Beobachtungswert im Wertintervall ϱ bis $\varrho + d\varrho$ zu finden, also die Streuverteilung, wird durch die Gleichung

$$W(\varrho) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\delta} \exp(-\varrho^2/\delta^2) \tag{22}$$

dargestellt.

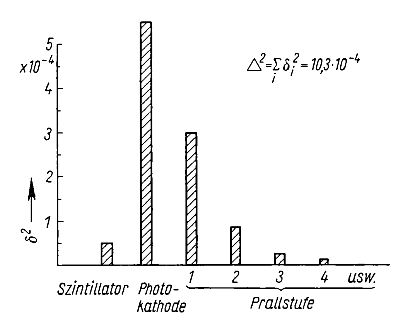
Im Fall eines Szintillationszählers ist demnach bei der Ladungsanlieferung ganz allgemein mit einer Streuung von

$$\Delta^2 = \frac{1}{N_{Ph}} + \frac{1}{N_K} + \frac{1}{N_K \cdot F \cdot \sigma} + \frac{1}{N_K (F \cdot \sigma)^2} + \cdots \tag{23}$$

zu rechnen. Setzt man hierfür die oben abgeleiteten Werte für N_{Ph} und N_{K} [s. Gl. (13) u. (15)] ein, so folgt

$$\Delta^2 = \frac{1}{E_{\text{T}}} \frac{E_{\text{Ph}}}{\xi} \left(1 + \frac{1}{\eta G} \frac{F \cdot \sigma}{F \sigma - 1} \cdot p\right), \qquad (24)$$

wobei die endliche Anzahl der Prallstufen durch $p \lesssim 1$ berücksichtigt ist. Die mittlere relative quadratische Streuung ist also bei vorgegebenen konstruktiven Merkmalen des Szintillationszählers insbesondere von der Energie der gerade nachzuweisenden Teilchen abhängig; sie wird, wie eine Abschätzung mit den in 1.416 angegebenen typischen Beispielwerten zeigt (vgl. auch Fig. **84.1**), im wesentlichen durch die hohe statistische Streuung bei der Elektronenauslösung an der Photokathode (kleiner Wert von η) bestimmt. In dem angegebenen Beispiel errechnet sich eine relative Halbwertsbreite $\lambda = \Delta \cdot \sqrt{8 \cdot \ln 2}$ von $\sim 8\%$ (vgl. dazu auch Fig. **86.1**).



84.1 Zur Zusammensetzung der statistischen Streuung der Ladungsanlieferung beim Nachweis einer monoenergetischen Teilchenstrahlung gemäß Gl. (23)

Durch diese Streuung wird das mit einem Szintillationszähler erreichbare Auflösungsvermögen begrenzt. Zwei Teilchengruppen mit den verschiedenen Energien E_{T} und $E_{\text{T}} + \Delta E_{\text{T}}$ können im Szintillationszähler nur dann voneinander unterschieden werden, wenn ihr Energieunterschied die Halbwertsbreite der Streuverteilung hinreichend übersteigt, wenn also

$$\Delta E_{\text{T}} \approx E_{\text{T}} \cdot \Delta = \sqrt{E_{\text{T}}} \left\{ \frac{E_{\text{Ph}}}{\xi} \left(1 + \frac{1}{\eta G} \frac{F \cdot \sigma}{F \cdot \sigma - 1} \cdot p\right)\right\}^{1/2} \qquad (25)$$

gilt. Als Richtwert wird dabei vielfach der angegebene Wert von 8% dienen können.

Die Streuung des zeitlichen Einsatzes der Ausgangsimpulse wird dagegen nicht durch irgendwelche Ausbeutefaktoren bestimmt. Diese Streuung hängt vielmehr im wesentlichen nur von der Schwankung der Elektronenlaufzeiten im Vervielfacher ab. Für gebräuchliche Vervielfacher beträgt die Elektronenlaufzeit bei einer Spannung von 100 V zwischen den Prallstufen etwa $2 \cdot 10^{-8}$ s je Stufe; dabei dürfte mit einer mittleren quadratischen Streuung von etwa $5 \cdot 10^{-10}$ s je Stufe zu rechnen sein. Für neun Stufen wird dementsprechend eine mittlere quadratische Streuung von $9 \cdot 5 \cdot 10^{-10} = 4{,}5 \cdot 10^{-9}$ s zu erwarten sein. Da die Abklingzeiten einiger Szintillatoren (Stilben, Terphenyl in Xylol, vgl. Tab. **81.1**) von gleicher Größenordnung sind, sollte dies auch die Grenze für die erreichbare Auflösungszeit sein. Benutzt man jedoch nur den ersten Impulsanstieg, nutzt also nur das zu Beginn der Szintillation gelieferte Licht aus, so lassen sich noch Auflösungszeiten von einigen 10^{-10} s erreichen.

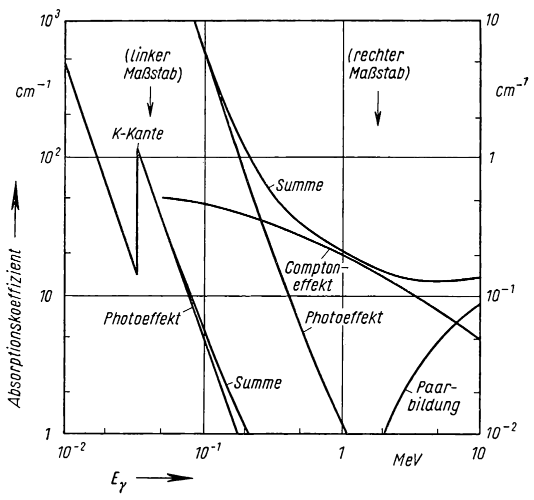
Von den bisher durchgeführten Überlegungen zu unterscheiden ist die mit einem Szintillationszähler maximal erreichbare Registrierrate für den Nachweis einzelner Teilchen; sie wird — abgesehen von der gegebenenfalls in Betracht zu ziehenden Trägheit der (elektronischen) Registrieranordnung — nur durch die Szintillationsdauer des verwendeten Szintillators vorgegeben. Registrierraten von einigen $10^6\ \text{s}^{-1}$ können erreicht werden.

Der Szintillationszähler in der Gamma-Spektroskopie. Auch mit einem Szintillationszähler kann ebenso wie bei den anderen Nachweisverfahren (s. 1.413) eine Gamma-Strahlung nur indirekt nachgewiesen werden; jedes Strahlungsquant muß zunächst einmal durch Photoeffekt, Compton-Effekt oder Paarbildung in bewegte geladene Teilchen umgewandelt werden. Der Szintillationszähler bietet den wesentlichen Vorteil, daß dasselbe Materiestück — der Szintillator — sowohl zur Umwandlung der Gamma-Quanten als auch zum Nachweis der Umwandlungsprodukte ausgenutzt werden kann.

Zum Nachweis einer Gamma-Strahlung ist es demnach günstig, ein Szintillatormaterial zu wählen, das gute Szintillationseigenschaften mit einem hohen Absorptionsvermögen für Gamma-Strahlung vereinigt. Ein solches Material ist das NaJ(Tl); die Abhängigkeit

seines Absorptionskoeffizienten von der Quantenenergie ist, aufgeteilt auf die verschiedenen Absorptionsprozesse, in Fig. 85.1 dargestellt.

Man erkennt (vgl. insbesondere Fig. 85.2), daß bei Benutzung dieses Materials schon für kleine Schichtdicken (einige cm) in einem weiten Bereich der Quantenenergie mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 50 % und mehr zu rechnen ist.



85.1 Absorptionskoeffizienten für Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung in NaJ für verschiedene Gamma-Energien E_γ

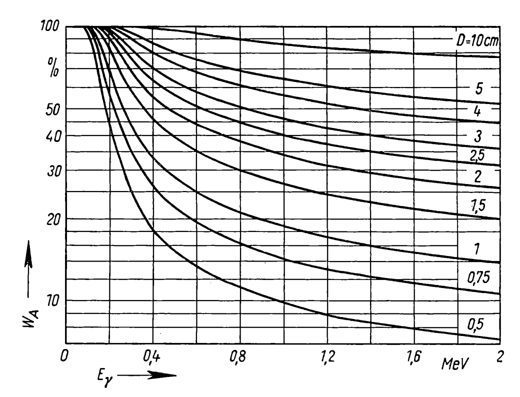
Diesen Schichtdicken gegenüber ist die Reichweite der im Szintillator ausgelösten Elektronen klein, so daß im Großteil der Fälle mit einer totalen Abbremsung des Elektrons im Szintillator und dementsprechend mit einer vollständigen Umwandlung der Energie $\xi h\nu_0$ in Szintillationsquanten gerechnet werden kann.

Im einzelnen laufen beim Nachweis eines Gamma-Quants im Szintillationszähler, je nachdem, durch welchen der oben erwähnten drei Umwandlungsprozesse das Quant absorbiert wird, folgende (Einzel-) Prozesse ab.

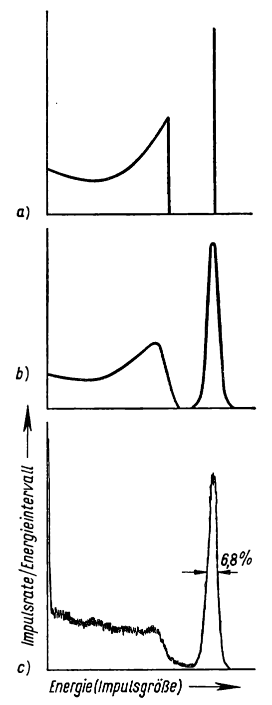
Im Fall eines **Photoeffekts** befreit das Quant $h\nu_0$, in etwa 80 % der Fälle aus der K-Schale des Atoms, ein Hüllenelektron und erteilt ihm die Energie

$$E_{el}^{Photo} = h\nu_0 - E_{ion}, \quad (26)$$

wobei E_{ion} die Bindungsenergie des Elektrons in der Hülle bezeichnet. Dieses Elektron führt bei seiner Abbremsung im Szintillator zur Auslösung von Szintillationsquanten. Gleichzeitig — die Verzögerung dürfte maximal einige 10^{-15} s betragen — kehrt das durch den Photoeffekt ionisierte Atom in seinen Ausgangszustand zurück und sendet dabei charakteristische Röntgenstrahlung aus. Diese Röntgenquanten werden im allgemeinen gleich wieder absorbiert und lösen ihrerseits Photoelektronen und damit weitere Szintillationsquanten aus, so daß insgesamt praktisch die ganze Energie $\xi h\nu_0$ in Szintillationslicht umgesetzt wird. Im Spektrum der Aus-



85.2 Totale Ansprechwahrscheinlichkeit W_A eines NaJ-Szintillators für verschiedene Schichtdicken D bei verschiedenen Gamma-Energien E_γ. Nach Maeder, D. u. a., Helv. Phys. Acta **27** (1954), 3.



86.1 Impulsverteilung beim Nachweis einer monoenergetischen Gamma-Strahlung (E_γ = 661 keV).

a) Im Idealfall zu erwartende Impulsverteilung (Compton-Kontinuum und Photoanteil).

b) Impulsverteilung unter Berücksichtigung des statistischen Charakters des Szintillationsprozesses und der Prozesse im Photoelektronenvervielfacher; die Fläche unter dem Compton-Kontinuum und die Fläche unter dem Photoanteil stehen im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ_{comp} und σ_{ph}.

c) Gemessene Impulsverteilung. Registrierkurve nach Borkowski, C. I., u. Clark, R. L., Rev. Sci. Instr. **24** (1953), 1046

gangsimpulse des Photoelektronenvervielfachers wird in diesem Fall eine einzige, durch die statistischen Schwankungen verbreiterte Linie (Photolinie, Fig. **86.**1) beobachtet.

Werden dagegen nicht alle Röntgenquanten im Szintillator absorbiert, so ist die Gesamtenergie aller Elektronen im Szintillator kleiner als $h\nu_0$. Dieser Fall kommt immer dann vor, wenn beim Nachweis einer weichen Gamma-Strahlung (20 keV $< h\nu_0 <$ 150 keV) der Photoeffekt schon nahe an der Oberfläche des Szintillators stattfindet ($\mu \approx 100\,\text{cm}^{-1}$, vgl. Fig. **85.**1) und dadurch das Röntgenquant Gelegenheit hat, den Szintillator zu verlassen, bevor es absorbiert worden ist. Dann wird im Spektrum der Ausgangsimpulse neben einer Linie, die der Quantenenergie $h\nu_0$ entspricht, noch eine zweite Linie, die der Energie $h\nu_0 - E_{\text{ion}}$ entspricht, beobachtet (escape peak). Mit größer werdender Gamma-Energie tritt die „escape"-Linie hinter der Photolinie immer mehr zurück.

Im Falle des Compton-Effekts überträgt das einfallende Gamma-Quant seine Energie $h\nu_0$ nur teilweise an ein Elektron; der Rest findet sich in der Energie des gestreuten Quants wieder (vgl. 1.343). Die Elektronenenergie ist kontinuierlich auf den Bereich

$$0 < E_{\text{el}}^{\text{Compton}} = h\nu_0\left[1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\vartheta)}\right] < h\nu_0\left[1 + \frac{1}{2\alpha}\right]^{-1} \tag{27}$$

$\alpha = h\nu_0/m_0 c^2$; ϑ = Streuwinkel des Gamma-Quants,

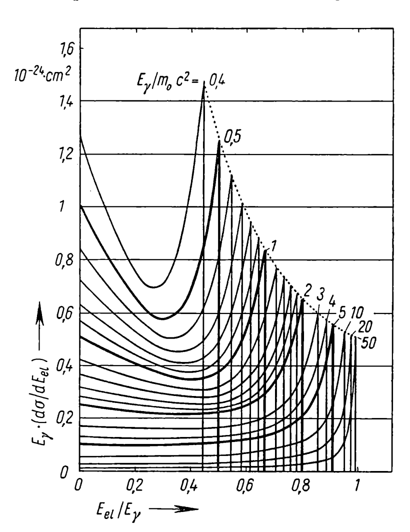
verteilt; das entsprechende Kontinuum (vgl. Fig. **87.**1) wird im Spektrum der vom Photoelektronenvervielfacher angelieferten Ladungsimpulse beobachtet. Dabei ist vorausgesetzt, daß das Compton-Streuquant den Szintillator verläßt. Am Ausgang eines Szintillationszählers ist demnach im mittleren Energiebereich (0,1 MeV $< h\nu_0 <$ 1 MeV) für eine monochromatische Gamma-Strahlung die in Fig. **86.**1 aufgezeichnete Impulsverteilung (Photolinie und Compton-Kontinuum) zu erwarten. Das Verhältnis der Flächen unter den beiden deutlich voneinander getrennten Teilspektren ist dabei einerseits durch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Compton- und Photoeffekt (vgl. Fig. **85.**1), andererseits wegen der auftretenden Sekundäreffekte, aber auch durch die Größe des verwendeten Szintillators bestimmt.

Für größere Quantenenergien ($h\nu_0 > 2m_0c^2$) kann von dem einfallenden Gamma-Quant im Szintillator auch ein Elektron-Positron-Paar erzeugt werden; seine Energie beträgt

$$E_{\text{el}}^{\text{Paar}} = E^- + E^+ = h\nu_0 - 2m_0c^2; \tag{28}$$

sie ist auf Elektron und Positron im allgemeinen ungleichmäßig und im Einzelfall verschieden verteilt. Trotzdem wird in diesen Fällen an den Szintillator stets die gleiche Energie übertragen, da die Szintillationsausbeuten für Elektronen und Positronen gleich sind. Im Spektrum der Ausgangsimpulse ist in

diesem Falle nur eine Linie zu beobachten. Darüber hinaus muß aber noch beachtet werden, daß das Positron nach seiner Abbremsung im Szintillator unter Emission von zwei 0,5 M*e*V-Vernichtungsquanten wieder zerfällt. Je nachdem, ob diese Quanten im Szintillator absorbiert werden oder nicht, sind außer dem oben erwähnten Fall noch zwei weitere Fälle der Energieübertragung an den Szintillator möglich.



87.1 Energieverteilung der Rückstoßelektronen beim Compton-Effekt nach Maeder, D. u. a., Helv. Phys. Acta **27** (1954), 3

Der Szintillationszähler in der Neutronen-Meßtechnik. Auch eine Neutronenstrahlung muß, um im Szintillationszähler nachgewiesen und energetisch gemessen zu werden, zunächst in eine Strahlung geladener Teilchen umgewandelt werden. Zum Nachweis von schnellen Neutronen ($E_n > 1$ M*e*V) nutzt man den Rückstoß aus, den die Protonen eines wasserstoffhaltigen Materiestücks beim Beschuß durch die Neutronen erfahren. Verwendet man hierzu einen organischen Szintillator (Anthrazen, Plastikszintillatoren), so sind auch hier Umsetzung und Nachweisprozeß in demselben Materiestück vereinigt. Tab. **81.1** gibt eine Übersicht über den Wirkungsquerschnitt des Rückstoßprozesses. Eingeschränkt wird das Verfahren dadurch, daß monoenergetische Neutronen nicht auf monoenergetische Protonen führen (s. 1.35); Energiemessungen können daher nach diesem Verfahren nur durchgeführt werden, wenn die Richtung des Neutrons vor und nach dem Stoß festgelegt worden ist (vgl. Fig. **87.2**).

Eine andere Gruppe von Verfahren macht von den Kernprozessen Gebrauch, die von Neutronen ausgelöst werden. Insbesondere im Bereich niedriger Neutronenenergien lassen diese Verfahren wegen des hohen Wirkungsquerschnitts der Neutronenreaktionen in diesem Energiegebiet einen empfindlichen Neutronennachweis zu. Der Prozeß Li^6 (n, α) H^3 liefert in einem LiJ(Tl)-Szintillator mit einem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{th} = 870$ barn Reaktionsprodukte mit einer Gesamtenergie von 4,79 M*e*V und macht damit den Nachweis von Neutronen neben einer

87.2 Anordnung zur Messung der Energie von schnellen Neutronen. Die Energie eines Rückstoßprotons im Szintillator 1 (Anthrazen) wird von der Analysiereinrichtung nur dann registriert, wenn das Neutron nach dem Stoß im Szintillator 1 den Szintillator 2 erreicht und dort nachgewiesen wird

starken Gamma-Strahlung möglich. Die Aktivierung der Bestandteile durch thermische Neutronen (Bildung der Beta-Strahler Na^{24} und J^{128}) erlaubt die Messung thermischer Neutronenflüsse. Dabei wird der Szintillator nach der Aktivierung in einer Szintillationszähleranordnung verwendet. Die Reaktion C^{12} (n, 2n) C^{11} erzeugt in einem kohlenstoffhaltigen Szintillator (z. B. Anthrazen) für Neutronenenergien $E_n > 20$ MeV mit einem von E_n praktisch unabhängigen Wirkungsquerschnitt $\sigma \approx 0{,}12$ barn den Positronenstrahler C^{11}, dessen Aktivität nach Beendigung der Bestrahlung ebenfalls in einer Szintillationszähleranordnung gemessen wird.

Zusammenfassende Literatur

Fünfer, E., u. Neuert, H., Zählrohre und Szintillationszähler, Karlsruhe 1954. — Wilkinson, D. H., Ionization chambers and counters, Cambridge 1950. — Rossi, B. B., u. Staub, H. H., Ionization chambers and counters, NNES V-2, New York-Toronto-London 1949. — Curran, S. C., u. Craggs, J. D., Counting tubes, London 1949. — Korff, S. A., Electron and nuclear counters, Toronto 1946. — Birks, J. B., Scintillation counters, London 1953. — Sharpe, J., Nuclear radiation detectors, London u. New York 1955. — Friedman, H., Geiger counter tubes, Proc. IRE **37** (1949), 791. — Blanc, D., Le fonctionnement des compteurs de Geiger-Müller à autocoupure, J. Phys. et Rad. **14** (1953), 260. — Corson, D. R., u. Williams, R. R., Particle and quantum counters, Rev. Sci. Instr. **19** (1948), 207. — Coltman, J. W., The scintillation counter, Proc. IRE **37** (1949), 671. — Hanle, W., Der Szintillationszähler, Naturwiss. **38** (1951), 176. — Blanc, D., Detoef, J. F., u. Maigan, P., Détection des particules par scintillations. I. Photomultiplicateurs, J. Phys. et Rad. **13** (1952), 567. — Maigan, P., Blanc, D., Detoef, J. F., Détection des particules par scintillations. II. Scintillateurs. J. Phys. et Rad. **13** (1952), 572. — Curran, S. C., Luminescence and the Scintillation Counter, London 1953. — Bell, P. R., The Scintillation Method in Beta- and Gamma-ray Spectroscopy (ed. K. Siegbahn), Amsterdam 1955. — Brooks, F. D., Organic Scintillators, Progr. in Nucl. Phys. **5** (1956), 252. — Swank, R. K., Characteristics of Scintillators, Annu. Rev. Nucl. Sci. **4** (1954), 111. — Hartmann, W., u. Bernhard, F., Fotovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik, Berlin 1957.

1.42 Energie-, Impuls- und Massenspektrometrie mit elektrischen und magnetischen Feldern*)

Die Bestimmung von Isotopenmischungsverhältnissen spielt in der Kerntechnik, vor allem bei der Isotopentrennung, eine wesentliche Rolle. Sie ist Aufgabe der Massenspektrometrie. Die modernen Massenspektrometer sind auf der Erkenntnis aufgebaut, daß sich die Bahnen von Elektrizitätsträgern in elektrischen und magnetischen Feldern ganz analog zu den Bahnen der Lichtstrahlen beim Durchgang durch brechende Medien beschreiben lassen, also durch eine „Trägeroptik“[1]). Je nach Feldanordnung erhält man dabei eine Massen-, Impuls-, Energie- oder Geschwindigkeitsdispersion und kann dementsprechend Massen-, Impuls-, Energie- oder Geschwindigkeitsspektrometer aufbauen und entweder eine dieser Größen selbst messen oder die Zusammensetzung eines Trägerbündels nach diesen Parameterwerten analysieren. Die so konstruierten Meßgeräte liefern unter allen Methoden zur Messung dieser Größen die höchste Genauigkeit. In den folgenden Abschnitten soll zunächst die Theorie der Sektorfelder kurz beschrieben und auf das magnetische Massenspektrometer angewandt werden. Einen etwas breiteren Raum werden dann wegen der Bedeutung im Zusam-

*) Verfaßt von W. Walcher, Marburg.

[1]) Vgl. z. B. Ewald, H., u. Hintenberger, H., Methoden und Anwendungen der Massenspektrometrie, Weinheim 1952. — Inghram, M. G., u. Hayden, R. J., A Handbook on Mass Spectroscopy. Nucl. Sci. Series Report Nr. 14, Washington, D. C., 1954. — Barnard, G. P., Modern Mass Spectrometry, London 1953. — Flügge, S., Hdb. d. Phys., Bd. 33, Berlin 1956, Beiträge von Kamke, Ewald u. Gerholm. — Walcher, W., Angew. Chemie **62** (1950), 182.

menhang dieses Buches der Aufbau und die Meßtechnik des Massenspektrometers einnehmen, während die Energie- und Impulsmessung mit elektrischen und magnetischen Feldern nur angedeutet werden kann.

1.421 Abbildung und Dispersion in Sektorfeldern

In Fig. **89.1** soll sich innerhalb des Sektorwinkels Φ in dem durch die beiden Zylinderflächen mit den Radien R_1 und R_2 und die beiden Ebenen $y'z$ und $y''z$ begrenzten Raum ein zur Zeichenebene senkrechtes homogenes Magnetfeld der Feldstärke B oder ein radiales elektrisches Feld der Feldstärke

$$E(r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\ln R_2/R_1}$$

befinden. Die Potentiale φ_1 und φ_2 der Zylinderelektroden sollen so gewählt sein, daß auf dem fest vorgegebenen Kreis mit dem Radius R_0 (Mittelpunkt O) das Potential Null herrscht.

$$\varphi(R_0) = 0\,.$$

89.1 Abbildung und Dispersion im Sektorfeld. z-Koordinate $\perp$ Zeichenebene

Wir betrachten nur Träger, deren Bahn in der Zeichenebene verläuft. Vom Punkt E aus soll ein unter dem Winkel α geöffnetes Bündel geladener Träger der Masse m_0, der Geschwindigkeit v_0 und der Ladung e so in das Sektorfeld eintreten, daß die Bündelachse senkrecht zum Feldrand y' steht und tangential auf den Kreis R_0 trifft. Die Feldstärke des Feldes wird so gewählt, daß die Bündelachse dem Kreis R_0 folgt. Dies ist dann der Fall, wenn im magnetischen Feld die Feldstärke zu

$$B = m_0\, v_0/e\, R_0$$

oder im elektrischen Feld die Feldstärke zu

$$E(R_0) = m_0\, v_0^2/e\, R_0$$

eingestellt wird. Unter diesen Voraussetzungen verläßt die Bündelachse des Bündels der „Normalteilchen“ m_0, v_0 das Sektorfeld wieder senkrecht zum Feldrand y''; dabei ist das Bündel konvergent geworden, es konvergiert auf den Punkt B. Das Sektorfeld hat also die Eigenschaft, das von E ausgehende Bündel in B wieder zu vereinigen oder den Punkt E in den Punkt B abzubilden. Da alle Ebenen z = const sich hinsichtlich dieser Abbildung gleich verhalten, entspricht das Sektorfeld einer Zylinderlinse. Die Abbildung ist nicht stigmatisch, wie bei der Zylinderlinse treten Fehler 2. Ordnung auf. Für die im Objektraum $y'x'$ bzw. im Bildraum $y''x''$ gemessene Objektweite l' bzw. Bildweite l'' gilt die der Newtonschen Abbildungsgleichung analoge Gleichung[1])

$$(l' - g)\,(l'' - g) = f^2 \tag{29}$$

mit
$$g = \frac{R_0}{\varkappa} \cot \varkappa\Phi \qquad \text{und} \qquad f = \frac{R_0}{\varkappa} \frac{1}{\sin \varkappa\Phi}\,. \qquad (30)\text{ und }(31)$$

Die Größe $\varkappa$ hat für ein magnetisches Feld den Wert $\varkappa = 1$ und für ein elektrisches Feld den Wert $\varkappa = \sqrt{2}$. Aus den Gl. (29) bis (31) folgt für $\varkappa = 1$ (magnetisches Feld), daß der Objektpunkt E, der Zentripunkt O und der Bildpunkt B in einer Geraden liegen, Fig. **89.1** ist also für magnetisches Feld gezeichnet.

Läßt man ein schwach geöffnetes Bündel von Trägern m_0, v_0 in einem Punkt E' starten, welcher in der zur „optischen Achse“ (Bündelachse des obigen Normalbündels)

---

[1]) Herzog, R. Z. Phys. **89** (1934), 447.

senkrechten Objektebene $E - E$ liegt, so erhält man das Bild B' dieses Punktes in der Bildebene $B - B$. Die Quervergrößerung $V = B'B/E'E$ ergibt sich zu

$$V = \frac{l''}{R_0}(\varkappa \sin \varkappa \Phi - \cos \varkappa \Phi).$$

Ein Spalt der Breite s' würde also in ein Spaltbild der Größe $s'' = Vs'$ abgebildet werden.

Wie bereits erwähnt, treten bei dieser Abbildung Fehler 2. Ordnung auf. Sie können durch Krümmung der Feldränder[1]) oder durch passend gewählte Inhomogenitäten des Feldes[2]) korrigiert werden.

Läßt man aus dem Objektpunkt E unter dem Öffnungswinkel α ein Bündel von Trägern mit der von der Normalmasse m_0 abweichenden Masse $m = m_0 + \Delta m = m_0 (1 + \gamma)$ und der von der Normalgeschwindigkeit v_0 abweichenden Geschwindigkeit $v = v_0 + \Delta v = v_0 (1 + \beta)$ starten, so beschreiben diese im Feldsektor Kreisbahnen mit dem Radius $R = R_0 + \Delta R = R_0 (1 + \delta)$, wobei für das magnetische Feld

$$\delta_{\text{magn}} = \beta + \gamma, \tag{32}$$

für das elektrische Feld

$$\delta_{\text{el}} = \beta + \frac{\gamma}{2} \tag{33}$$

ist. Der von diesen Trägern erzeugte Bildpunkt des Objekts E liegt an der Stelle B_δ, und alle Bilder mit verschiedenem Parameterwert δ ergeben eine Bildfläche BF. Das Sektorfeld erzeugt also von einem Objektpunkt bzw. Objektspalt in der Bildfläche hinsichtlich des Parameters δ getrennte Bilder, hat also eine Dispersion hinsichtlich des Parameters δ. Den „Dispersionsabstand" (= Abstand zweier Bildpunkte mit den Parameterwerten δ_1, δ_2) kann man entweder in der Bildfläche BF messen, oder man gibt den Abstand d der Bündelachsen in der Ebene $B - B$ an (Bündelachsendispersion). Man findet $d = (\delta_1 - \delta_2) R_0 (V + 1)$ bzw. gegenüber der optischen Achse ($\delta = 0$)

$$d = \delta R_0 (V + 1). \tag{34}$$

Das Sektorfeld ist also ein Spektralgerät hinsichtlich des Parameters δ.

Betrachten wir nun ein Bündel energiehomogener Träger, das Träger verschiedener Masse enthält und aus einem Spalt der Breite s' an der Stelle E kommt und wie in Fig. **89.**1 in ein magnetisches Sektorfeld eintritt. Wegen $mv^2 =$ const ist in diesem Fall $\delta_{\text{magn}} = \Delta m / 2m$, und wir finden den Abstand der Bündelachsen der Träger m und $m + \Delta m$ im Bildraum nach Gl. (24) zu

$$d = \frac{1}{2} \frac{\Delta m}{m} R_0 (V + 1)$$

und die „Massendispersion" als Abstand der Bündelachsen für $\Delta m = 1$ zu

$$D_m = \frac{d}{\Delta m} = \frac{R_0 (V + 1)}{2m}. \tag{35}$$

Ebenso kann das „Massenauflösungsvermögen" unseres Spektralapparats berechnet werden. Ist die Spaltbildbreite gleich dem Dispersionsabstand, so können die beiden um Δm sich unterscheidenden Massenbilder gerade noch getrennt werden:

$$V \cdot s' = \frac{1}{2} \frac{\Delta m}{m} R_0 (V + 1),$$

woraus sich

$$A_m = \frac{m}{\Delta m} = \frac{R_0 (V + 1)}{2 V s'} \tag{36}$$

ergibt. In der Anwendung der Sektorfelder wird häufig $V = 1$ gewählt, so daß aus den Gl. (35) und (36) $D_m = R_0/m$ und $A_m = R_0/s'$ folgt. Wird, wie in 1.422 beschrieben,

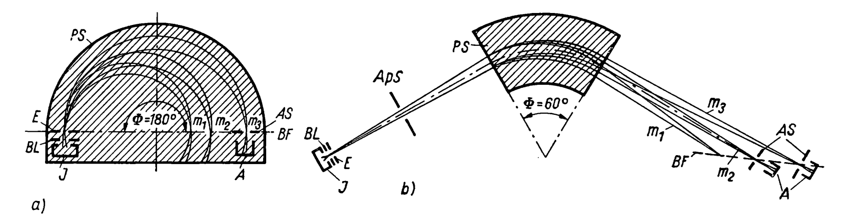
[1]) Hintenberger, H., Z. Naturf. **3a** (1948), 125, 669. — Kerwin, L., Rev. Sci. Instr. **20** (1949), 36, 381; **21** (1950), 96.

[2]) Judd, D. L., Rev. Sci. Instr. **21** (1950), 213.

das Ionenbündel zur Messung über einen Auffängerspalt der Breite t hinweggeführt und hat darüber hinaus das aus der Ionenquelle kommende Bündel eine relative Energieunschärfe $\Delta U/U$, so treten zu der Bildgröße $V \cdot s'$ noch additiv t und $R_0 \cdot \Delta U(V + 1)/2U$ hinzu, so daß das Auflösungsvermögen entsprechend kleiner wird.

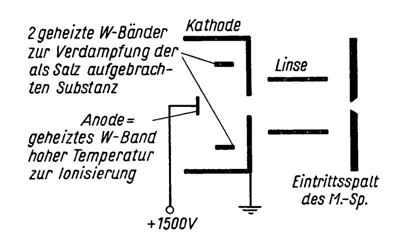
1.422 Massenspektrometrie

Aufbau des Massenspektrometers. Die modernen Massenspektrometer bedienen sich fast ausschließlich magnetischer Sektorfelder als dispergierender Medien[1]). Fig. **91.**1 zeigt schematisch zwei Anordnungen mit Sektorwinkeln $\Phi = 60°$ und $\Phi = 180°$. Die



91.1 Zwei gebräuchliche Typen von Massenspektrometern. a) Sektorwinkel $\Phi = 180°$; b) $\Phi = 60°$; m_1, m_2, m_3 drei Bündel für verschiedene Massen. *J* Ionenquelle, *BL* Beschleunigungslinse, *E* Eintrittsspalt, *PS* Polschuh, *AS* Auffängerspalt, *BF* Bildfläche, *A* Auffänger, *ApS* Aperturspalt

kommerziellen Geräte der Consolidated Engineering Corporation, Pasadena, benutzen ein 80°-Feld, während die Geräte der Metropolitan Vickers Electrical Co., Manchester, und der Atlas-Werke AG., Bremen, $\Phi = 60°$ verwenden. Die in der Ionenquelle erzeugten Ionen des zu untersuchenden Isotopengemisches werden durch die Beschleunigungslinse auf den Eintrittsspalt des Spektrometers fokussiert und erzeugen in der in 1.421 beschriebenen Weise ein Massenspektrum. Zur Bestimmung des Mischungsverhältnisses bringt man in der Bildfläche einen oder mehrere Auffängerspalte mit nachgeschalteten Auffängern zur Messung der Bündelstromstärken an. Mißt man nacheinander in einem Auffänger oder gleichzeitig in mehreren Auffängern die Stromstärken der Massenbündel m_1, m_2, m_3, …, so gibt deren Verhältnis das Isotopenmischungsverhältnis. Das Vakuumsystem des Spektrometers muß einen Druck $< 10^{-6}$ Torr aufrechterhalten, wenn man von Störuntergrund frei sein will. Die verwendeten Magnetfeldstärken gehen von einigen hundert bis einige tausend Gauß, die Beschleunigungsspannungen liegen im Bereich einiger hundert bis einiger tausend Volt. Der Radius R_0 ist etwa 20 cm.



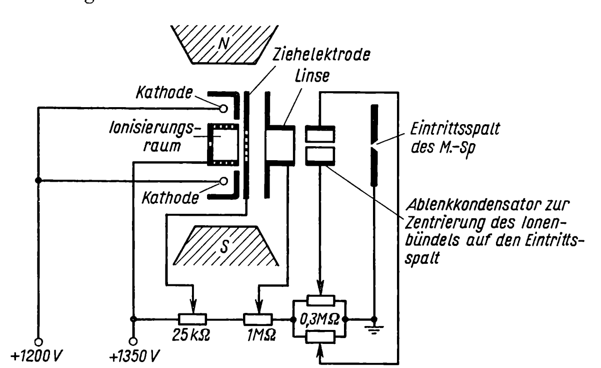
91.2 Thermische Ionenquelle

Ionenquellen. Die Ionenquelle soll Ionen homogener Energie liefern; daher muß die Beschleunigungsspannung sehr gut stabilisiert sein. Sie soll weiter mit möglichst kleinen Materialmengen eine Messung des Mischungsverhältnisses erlauben.

---

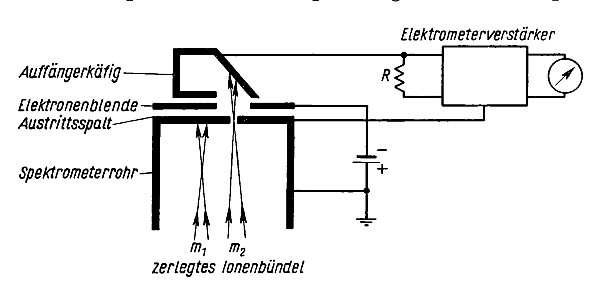
[1]) Zum Beispiel Nier, A. O., Rev. Sci. Instr. **11** (1940), 212, u. **18** (1947), 398. — Paul, W., Z. Phys. **124** (1948), 244. — Becker, E. W., Dörnenburg, E., u. Walcher, W., Z. angew. Phys. **2** (1950), 261.

Fig. **91.2** und **92.1** zeigen zwei Typen gebräuchlicher Ionenquellen. In der „Thermionenquelle“ mit Glühanode (Fig. **91.2**) wird die zu untersuchende Substanz auf ein oder zwei geheizte Wolframbänder aufgebracht und verdampft, wobei die Verdampfungsgeschwindigkeit durch die Temperatur geregelt werden kann[1]. Der Dampf trifft auf ein Wolframband hoher Temperatur (Anode), wird dort teilweise ionisiert, die Ionen werden durch Kathode und Linse auf den Eintrittsspalt beschleunigt und fokussiert. Man kann die Substanz auch direkt auf die Anode auftragen[2]; bei der Verdampfung wird sie dann zu einem Teil ionisiert. Mit derartigen Thermionenquellen kann man 75% aller Elemente im Massenspektrometer untersuchen, wobei Mengen von 1 bis 100 μg, in günstigen Fällen 10^{-11} g ausreichen.



92.1 Elektronenstoßionenquelle

In Fig. **92.1** ist eine sog. Elektronenstoßionenquelle[3] dargestellt. Aus den Kathoden austretende und durch ein Magnetfeld geführte Elektronen ionisieren im Ionisierungsraum durch Stoß das Gas oder den Dampf, welche durch eine Öffnung von links eintreten. Ziehblende, Linse und Ablenkkondensator beschleunigen und fokussieren die Ionen wiederum auf den Eintrittsspalt des Massenspektrometers. Alle gasförmigen oder verdampfbaren Substanzen können mit dieser Ionenquelle untersucht werden; Milligramme im ersteren Fall, 0,2 bis 0,4 cm³ von Normalbedingungen im letzteren Fall sind für eine Messung notwendig. Zur Erzielung hoher Meßgenauigkeit werden der Elektronenstrom und die Temperatur solcher Elektronenstoßquellen geregelt.

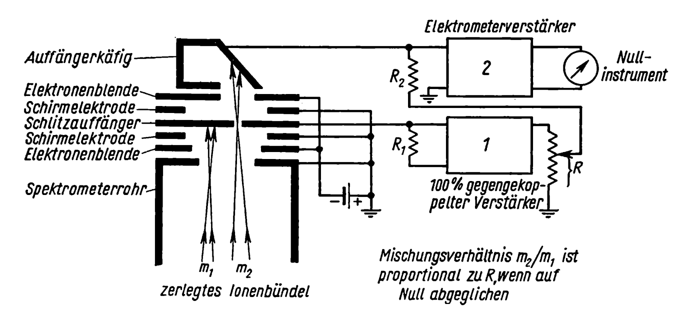


92.2 Einfachauffänger

Auffänger. Der Auffänger kann entweder als Einfachauffänger[4] (Fig. **92.2**) oder als Doppelauffänger[5] (Fig. **93.1**) ausgebildet werden. Im ersteren Fall trifft der

[1] Inghram, M. G., u. Chupka, W., Rev. Sci. Instr. **24** (1953), 518.
[2] Zum Beispiel Hayden, R. J., Phys. Rev. **74** (1948), 650.
[3] Zum Beispiel Dempster, A. J., Phys. Rev. **18** (1921), 415. — Nier, A. O., Rev. Sci. Instr. **11** (1940), 212.
[4] Dempster, A. J., Phys. Rev. **18** (1921), 415.
[5] Straus, H. A., Phys. Rev. **59** (1941), 430. — Nier, A. O., Ney, E. P., u. Inghram, M. G., Rev. Sci. Instr. **18** (1947), 294.

Bündelstrom eines Isotops in einen Auffängerkäfig und fließt über einen Widerstand *R* zum Spektrometerrohr. Zur Vermeidung von Meßfehlern durch ausgelöste Elektronen wird eine Elektronenblende hinter dem Austrittsspalt angebracht. Die Spannung an



93.1 Doppelauffänger

R wird durch einen Gleichstromverstärker in einen bequem meßbaren Stromwert umgesetzt.

Beim Doppelauffänger werden die Ströme von zwei isotopen Ionenbündeln auf zwei getrennte Verstärker gegeben. Die Ausgangsspannung des Verstärkers 1 wird durch den Widerstand *R* geteilt und gegen die Eingangsspannung des Verstärkers 2 geschaltet. Durch Variation von *R* kann dadurch die Eingangsspannung am Verstärker 2 Null gemacht, der Abgleich kann am Nullinstrument des Verstärkers 2 abgelesen werden. Das Mischungsverhältnis ist dann proportional zur Größe des abgegriffenen Widerstandes *R*.

Schwankungen in der Ionenquelle beim Doppelauffänger äußern sich in den isotopen Ionenbündeln in gleicher Weise. Daher erhält man mit diesem Auffängersystem beim Vergleich von Isotopenmischungsverhältnissen eines Zweikomponentengemisches — nur für solche ist der Doppelauffänger verwendbar — eine um eine Zehnerpotenz größere Genauigkeit als beim Einfachauffänger. Für absolute Messungen des Mischungsverhältnisses ist allerdings wegen der konstruktiven Verschiedenheit der beiden Teile des Doppelauffängers der Einfachauffänger genauer. Ein Instrument mit Doppelauffänger läßt höchste Genauigkeit dann erzielen, wenn man ein unbekanntes Gemisch mit einem Standardgemisch unter periodischem Wechsel Standard-Meßprobe vergleicht[1]). Bei derartigen Auffängeranordnungen liegt der Rauschpegel bei etwa $3 \cdot 10^{-15}$ A. Für extreme Empfindlichkeiten muß man daher einen Elektronenvervielfacher[2]) verwenden, dessen Rauschpegel etwa 10^{-18} A ist; er tritt an Stelle des Auffängerkäfigs. Die Elektronenauslösung durch Ionen bringt allerdings eine Menge Probleme in diese Art der Messung.

Meßtechnik, Meßgenauigkeit, Empfindlichkeit und Auflösungsvermögen. Zur Messung des Isotopenmischungsverhältnisses müssen beim Einfachauffänger abwechselnd Isotop 1 und Isotop 2 auf den Austrittsspalt gebracht werden. Dies geschieht durch Änderung entweder des Magnetfeldes oder der Beschleunigungsspannung; die Fehlerquellen sind im ersten Fall im allgemeinen geringer. Die Änderung der genannten Werte kann von Hand geschehen, dann werden am Verstärkerausgang (Fig. **92.**2) abwechselnd Stromwerte für die beiden Isotope abgelesen, ihr Verhältnis gibt das

[1]) McKinney, C. R., McCrea, J. M., Epstein, S., Allen, H. A., Urey, H. C., Rev. Sci. Instr. **21** (1950), 724.

[2]) Leland, W. T., Phys. Rev. **77** (1950), 634.

Mischungsverhältnis. Zweckmäßiger ist die Automatisierung des Vorgangs; dann wird an den Verstärkerausgang ein Registriergerät angeschlossen, das dazu noch den günstigsten Meßbereich selbst wählt und einschaltet. Mit einem solchen Gerät können in 8 Stunden 20 bis 40 Proben gemessen werden.

Die Meßgenauigkeit ist abhängig von der relativen Häufigkeit (r. H.) des zu messenden Isotops; so beträgt bei einem Isotop mit etwa 100% r. H. der Fehler weniger als 1% (in günstigen Fällen 0,2%), bei 1% r. H. ist er einige Prozent und bei 0,01% r. H. von der Größenordnung 50%. Bei Vergleichsmessungen mit dem Doppelauffänger erreicht man Fehler bis herunter zu 0,01% in der r. H.

Neben diesen statistischen Fehlern haben die Instrumente systematische Fehler, die ihre Ursache z. B. in der verschiedenen Verdampfungsgeschwindigkeit der Isotope in der Ionenquelle, in der Gaszu- und -abströmung der Ionenquelle, die für die Isotope verschieden sein kann, in einer Vordispersion im Magnetfeld der Ionenquelle, in den magnetischen Eigenschaften des Analysiermagneten und in Streufeldeinflüssen haben können. Die Größenordnung dieser systematischen Fehler ist 1%. Zu ihrer Eliminierung muß man das Massenspektrometer mit einem Standard, der durch Mischung von Reinisotopen hergestellt ist, eichen[1]).

Die „Spektrallinien“ des Massenspektrometers haben eine endliche Breite, und daher hat das Gerät ein endliches Auflösungsvermögen in der Größenordnung zwischen 100 und 1000. Diese Linienbreite wird — auch bei beliebig schmalem Eintrittsspalt — verursacht durch Gasstreuung, Nichthomogenität der Ionenenergie, Raumladungseffekte u. a. Besonders stark prägen sich diese Effekte aus im „Linienfuß“, wodurch die Nachweisempfindlichkeit für schwache Isotope begrenzt wird. In guten Massenspektrometern kann man bei der Massenzahl 100 Isotope im Verhältnis $1 : 10^5$ gerade noch nachweisen. Die Empfindlichkeit und damit die Nachweisgrenze kann man auf $1 : 10^8$ heraufsetzen, wenn man einen „Doppelmonochromator“ verwendet[2]).

Massenspektrometrie der Wasserstoff- und Uranisotope. Für die Kerntechnik sind das Deuterium und das U^{235} von besonderem Interesse. Ihre relative Häufigkeit in einer — z. B. aus einem Isotopentrennprozeß stammenden — Probe kann mit jedem Routinemassenspektrometer gemessen werden. Die Verwendung von Spezialmassenspektrometern ist jedoch zweckmäßiger.

Der große Massenunterschied zwischen D und H läßt bei der Bestimmung des Deuteriumgehalts[3]) einige systematische Fehler (vgl. 1.422) besonders hervortreten: Vordispersion, Gasströmung, Magneteinflüsse. Daher werden Absolutmessungen sehr ungenau, man muß mit Standardproben vergleichen. Der große Dispersionsabstand im Gebiete der leichten Massen erfordert eine besondere Konstruktion des Doppelauffängersystems. Bei wenig angereicherten Proben mißt man HD gegen H_2, bei stark angereicherten HD gegen D_2 und errechnet daraus das Mischungsverhältnis der Atome. Da die Masse 3 (HD) von H_3^+-Ionen belegt sein kann, muß man das Mischungsverhältnis als Funktion des Druckes messen und auf Druck Null extrapolieren. Als Meßgas wird Wasserstoff verwendet, der aus dem zu untersuchenden Wasser gewonnen wurde und sich hernach ins Austauschgleichgewicht mit dem Wasserstoff des Wassers gesetzt hat. Man kann auch direkt Wasserdampf ins Massenspektrometer einführen und an den OH- oder OH_2-Ionen messen. Die Überlappung der OH- und OH_2-Spektren einschließlich der Überlappung, die durch die Sauerstoffisotope bedingt ist, macht die Auswertung schwieriger.

---

[1]) Nier, A. O., Phys. Rev. **77** (1950), 789.
[2]) Inghram, M. G., u. Hess, D. C., 1953, unveröffentlicht; s. Inghram, M. G., u. Hayden, R. J., A Handbook on Mass Spectroscopy. Nucl. Sci. Series Report No. 14 Washington D.C. 1954.
[3]) Kirshenbaum, I., Physical Properties and Analysis of Heavy Water, NNES III-4A (1951).

Besonders störend tritt bei der Wasserstoffanalyse der Nachwirkungseffekt auf. Während der Messung mit einem Gemisch bestimmter Konzentration bilden sich an den Wänden, insbesondere der Ionenquelle, Wasserhäute mit entsprechender Deuteriumkonzentration. Bei anschließender Verwendung eines Meßgases anderer Konzentration erfolgt ein Wasserstoffaustausch mit dem adsorbierten Wasser, so daß sich der „richtige" Endwert erst nach 24 Stunden einstellt. Ein hoher Betriebsdruck in der Ionenquelle verringert diesen Effekt. Will man von ihm freikommen, so verwendet man mehrere Massenspektrometer, für jeden Konzentrationsbereich ein eigenes.

Zur Bestimmung der U^{235}-Konzentration[1]) bedient man sich des Uranhexafluorids. Bei höheren Konzentrationen kann man die Isotope direkt vergleichen, bei niedrigen (natürliche oder abgereicherte Gemische) muß man die Linienform genau messen. Bei zu hohem Druck in der Vakuumkammer erhält man nämlich auf der Seite kleinerer Masse einen Linienfuß. Dieser Linienfuß des häufigen Isotops erzeugt unter dem seltenen Isotop einen Untergrund, der von der Linienhöhe abzuziehen ist. Daher soll der Hochvakuumdruck $p < 5 \cdot 10^{-7}$ Torr sein.

Auch bei der Routinemessung von UF_6 begrenzt der Nachwirkungseffekt Meßgenauigkeit und Meßgeschwindigkeit. Er rührt von einem UF_4-Niederschlag auf den Ionenquellenteilen her, der durch freies Fluor, das beim Elektronenstoß frei wird, wieder abgebaut wird. Durch gute Justierung des Heizfadens und der Ionenquellenteile kann er vermindert werden. Wenn 1 bis 2 min nach Abstellen der UF_6-Zufuhr der Ausschlag des häufigen Isotops nicht verschwunden ist, ist die Ionenquelle verschmutzt und wird ausgewechselt. Auch bei der Uranmessung verwendet man zweckmäßig für die verschiedenen Konzentrationsbereiche verschiedene Instrumente.

1.423 Energie- und Impulsmessung mit elektrischen und magnetischen Feldern[2])

Aus Gl. (33) folgt für $E = 1/2\, mv^2$ für den Parameter $\delta_{el} = 1/2\,(\Delta E/E)$, das bedeutet, daß ein elektrisches Sektorfeld eine reine Energiedispersion besitzt. Daher wird das elektrische Feld sowohl zur Energiemessung als auch zur Energiemonochromasierung von Trägerbündeln verwendet. Zum gleichen Zweck kann auch ein magnetisches Sektorfeld verwendet werden, für das nach Gl. (32) $\delta_{magn} = \Delta p/p = \Delta E/2E$ ist. Statt Sektorfeldern können auch magnetische Spulenfelder verwendet werden; sie liefern ebenfalls eine reine Impulsdispersion. Diese Art von Energie und Impulsmessung spielt eine Rolle bei der genauen Messung von Gamma-Energien. Dabei werden aus einer dünnen Folie Photo-, Compton- oder Paarelektronen ausgelöst und deren Impuls gemessen.

1.43 Elektronische Meßanordnungen*)

Elektronische Schaltanordnungen werden in der kernphysikalischen Meßtechnik in großem Umfang zur Lösung der verschiedensten Aufgaben verwendet. Die nachfolgenden Abschnitte bringen eine Übersicht über die Wirkungsweise und die Betriebseigenschaften der wichtigsten Schaltungen.

Diese Übersicht wird durch folgenden Umstand wesentlich erleichtert: Eine elektronische Meßanordnung ist unabhängig von ihrer speziellen Funktion zumeist aus den gleichen Grundschaltungen (linearen Netzwerken, Verstärkerstufen, Kippschaltungen usw.) aufgebaut. Diese Grundschaltungen werden daher im folgenden vorweg behandelt. Bei der Beschreibung komplizierter aufgebauter Meßanordnungen wird auf diese Grundschaltungen immer wieder zurückzugreifen sein.

---

[1]) Cameron, A. E., Determination of the Isotopic Composition of Uranium. AEC Report TID- 5213.

[2]) Buechner, W. W., in Progr. in Nucl. Phys. **5** (1956), 1.

*) Verfaßt von U. Cappeller, Marburg.

1.431 Aufbau und Wirkungsweise elektronischer Grundschaltungen

Linear arbeitende Schaltungen. Eine elektrische Schaltung wird als linear bezeichnet, wenn die Ströme und Spannungen in der Schaltung durch lineare Beziehungen miteinander verknüpft sind.

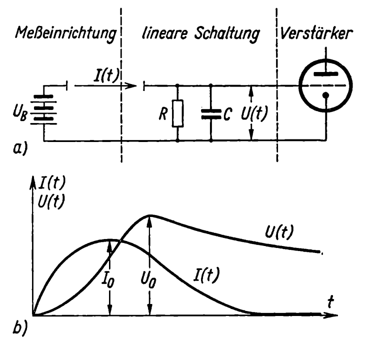
Als einfaches Beispiel sei die in Fig. **96.1** dargestellte Schaltung behandelt. Der Eingangsstrom $I(t)$ und die Ausgangsspannung $U(t)$ sind hier — der Linearität der einzelnen Schaltglieder entsprechend — durch die lineare Differentialbeziehung

$$I(t) = \left\{\frac{1}{R} + C\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\right\} U(t) \tag{37}$$

miteinander verknüpft. Schaltungen dieser Art werden im Anschluß an die oben (s. 1.41) beschriebenen Meßeinrichtungen vielfach dazu verwendet, die beim Nachweis eines Kernteilchens angelieferte Ladung in einen Spannungsimpuls umzuwandeln. Der zeitliche Verlauf der Ladungsanlieferung (Fig. **96.1** b) sei deshalb — einer zur Zeit $t = 0$ einsetzenden und dann langsam wieder abklingenden Ladungsanlieferung entsprechend — durch den Strom

$$I(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ I_0 \dfrac{t}{T_R} \mathrm{e}^{-\alpha t} & \text{für } t \geqq 0 \end{cases} \tag{38}$$

beschrieben. Mit diesem Stromverlauf ergibt sich aus Gl. (37) nach einer einfachen Integration, wenn zur Zeit $t = 0$ der Ausgleichszustand der Schaltung ($U = 0$ und $\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} = 0$) vorausgesetzt werden darf,



96.1 Lineare Schaltung zur Umwandlung eines Stromimpulses in einen Spannungsimpuls. a) Schaltung, b) Zeitverlauf von Eingangs- und Ausgangsimpuls ($\alpha/\beta = 10$)

$$U(t) = U_0 f(t) \tag{39}$$

mit

$$U_0 = \frac{I_0}{\alpha^2 T_R C} = \frac{Q_0}{C} \tag{39a}$$

und

$$f(t) = \alpha^2 \left\{\frac{\mathrm{e}^{-\beta t} - \mathrm{e}^{-\alpha t}}{(\beta - \alpha)^2} - \frac{t\,\mathrm{e}^{-\alpha t}}{\beta - \alpha}\right\}, \tag{39b}$$

wobei $Q_0 = \int\limits_0^\infty I(t)\,\mathrm{d}t = \frac{I_0}{\alpha^2 T_R}$ die insgesamt angelieferte Ladung und $\beta = \frac{1}{RC}$ den Kehrwert der Zeitkonstanten des Ladekreises bedeuten.

Dies Ergebnis zeigt in typischer Weise, wie sich eine lineare Schaltung auf die Wiedergabe eines Impulses auswirkt:

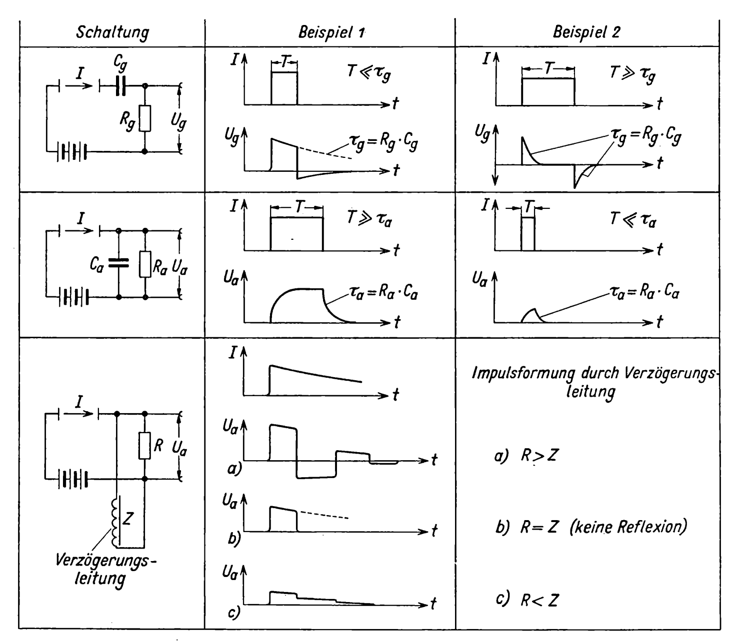
1. Der zeitliche Verlauf der Ausgangsgröße [hier: $U(t)$] ist vom zeitlichen Verlauf der Eingangsgröße [hier: $I(t)$] im allgemeinen verschieden,
2. Trotz dieser Verschiedenheit ist die Amplitude (U_0) der Ausgangsgröße der Amplitude (I_0) der Eingangsgröße stets proportional. Der Proportionalitätsfaktor nimmt allerdings je nach dem Verhältnis zwischen den charakteristischen Zeitkonstanten der Schaltung und den charakteristischen Zeitkonstanten des Impulses unterschiedliche Werte an.

Ähnliche Verhältnisse finden sich bei allen linear arbeitenden Schaltungen wieder[1]).

---

[1]) Zur rechnerischen Behandlung der Impulsvorgänge in linearen Schaltungen werden mit Vorteil Laplace-Transformationen verwendet. Siehe Wagner, K. W., Operatorenrechnung und Laplace-Transformation, Leipzig 1948. — Gardner, M. F., u. Barnes, J. L., Transients in Linear Systems, New York 1948. — Doetsch, G., Tabellen zur Laplace-Transformation, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1947.

Einige typische Impulsverformungen sind in Fig. **97.1** zusammengefaßt. Überdies ist es vielfach nützlich, das Verhalten einer Schaltung gegenüber stationären Wechselspannungen in Betracht zu ziehen. Die Übertragungseigenschaften der Schaltung werden in diesem Fall erschöpfend durch ihr „Übertragungsmaß"[1]) beschrieben. Die



97.1 Typische Impulsverformungen bei linear arbeitenden Netzwerken

Frequenzabhängigkeit des Übertragungsmaßes einer Schaltung und die von der Schaltung bewirkten Impulsverformungen sind eng miteinander verknüpft (vgl. [1])). Beide Betrachtungsweisen werden im folgenden oft nebeneinander benutzt werden.

Auch eine Röhrenschaltung kann, soweit die Aussteuerung der Röhre auf den linearen Teil ihres Kennlinienfeldes beschränkt bleibt, als lineare Schaltung betrachtet werden[2]).

Für eine Schaltung[3]) nach Fig. **98.1** gilt (Aussteuerung um den Arbeitspunkt U_{g0}, U_{a0}, I_0)

$$I - I_0 = S(U_g - U_{g0}) + SD(U_a - U_{a0}). \tag{40}$$

Außerdem muß in der Schaltung

$$I = \frac{U_B - U_a}{R} - C\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}U_a \tag{41}$$

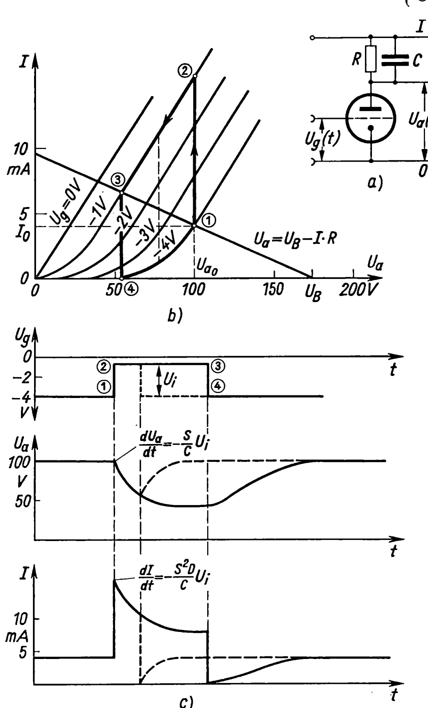
[1]) Siehe z. B. Küpfmüller, K., Theoretische Elektrotechnik, Berlin 1941.

[2]) Siehe Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, Kap. 2, New York 1949. — Millman, J., u. Taub, H., Pulse and Digital Circuits, S. 1 bis 103, New York 1956.

[3]) Der Kondensator C beschreibt die Ausgangskapazität der Röhre sowie die Eingangskapazität der an die Röhrenstufe angeschlossenen weiteren Schaltungen.

erfüllt sein. Beide Beziehungen zusammen ergeben für eine Aussteuerung durch den Spannungssprung

$$U_g - U_{g0} = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ U_i & \text{für } t \geqq 0 \end{cases}$$



98.1 Grundschaltung und Aussteuerungskennlinien eines einfachen Röhrenverstärkers. a) Grundschaltung. Typische Betriebswerte: $R = 10\,\text{k}\Omega$, $C = 30\,\text{pF}$. b) Verlauf der Aussteuerung im Kennlinienfeld. c) Zeitverlauf der Eingangs- und Ausgangsspannung. Man beachte, wie bei der Aussteuerung im Kennlinienfeld der Weg 1 2 3 4 durchlaufen wird. Dabei bleibt der Weg nur für 1—3 immer im linearen Teil des Kennlinienfeldes (für den dargestellten Fall der großen Aussteuerung); bei der Aussteuerung von 3—1 wird dagegen ein nichtlinearer Teil des Kennlinienfeldes durchlaufen.

die Ausgangsspannung

$$U_a = U_{a0} - \frac{U_i}{\frac{1}{RS} + D} \{1 - e^{-\alpha t}\} \tag{42}$$

mit

$$\alpha = \frac{1}{RC} + \frac{DS}{C} \tag{43}$$

und den Ausgangsstrom

$$I = I_0 + U_i S \frac{1 + RSD\,e^{-\alpha t}}{1 + RSD}. \tag{44}$$

Man erkennt, wie auch hier der Zeitverlauf der Ausgangsspannung von dem Verlauf der Eingangsspannung abweicht, und wie insbesondere (s. Fig. **98.1** b und c, gestrichelte Kurven) die „Verstärkung“ eines „Impulses“ von der Impulsdauer abhängt. Bei einem nur kurz dauernden Impuls sinkt die Ausgangsspannung U_a nicht mehr um den gleichen Betrag wie bei der Verstärkung eines länger dauernden Impulses ab[1].

Diese Abhängigkeit der „Impulsverstärkung“ von der „Impulsform und -dauer“ spielt u. a. bei der Verstärkung eines Impulses in einem mehrstufigen Verstärker eine wichtige Rolle. Hier ist nämlich der Eingangsimpuls an der zweiten Stufe eines Verstärkers von dem Eingangsimpuls der ersten Stufe im allgemeinen wesentlich verschieden. Dementsprechend ist auch die „Verstärkung“ der zweiten Stufe von der „Verstärkung“ der ersten Stufe verschieden. Im einzelnen sei jedoch hierzu auf die Literatur verwiesen[2].

Die linearen Schalteigenschaften einer Elektronenröhre können aber nicht nur in der eben angegebenen Grundschaltung ausgenutzt werden.

[1]) Dieser Feststellung entspricht es, daß die Wechselspannungsverstärkung der Stufe

$$(\mathfrak{V}) = \left\{\frac{1}{S}\left(\frac{1}{R_a} + \mathrm{j}\,\omega\,C\right) + D\right\}^{-1}$$

mit zunehmender Frequenz immer mehr abnimmt. Vgl. Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, Kap. 2, New York 1949.

[2]) Siehe z. B. Köhler, H., Die Eignung von Widerstandsverstärkern zur Verstärkung von Gleichspannungsimpulsen, Elektr. Nachr. Technik **18** (1941), 97. — Cappeller, U., Die Wiedergabe von Spannungsimpulsen durch einen Proportionalverstärker, Z. angew. Phys. **4** (1952), 330.

Von den vielen anderen möglichen Betriebsschaltungen[1]) seien die beiden folgenden besonders erwähnt.

Beim „Differenzverstärker" (long tailed pair) (Fig. **99.1**) ist die Ausgangswechselspannung $\mathfrak{U}_a$ — gleichartige Röhrensysteme vorausgesetzt — mit den beiden Eingangsspannungen U_{e1} und U_{e2} durch[2])

$$\mathfrak{U}_{a2} = V\left\{(U_{e1} - U_{e2}) + \frac{a}{1+a}(U_{e1} + U_{e2})\right\} \tag{45}$$

mit

$$V = \frac{1}{2}\,\frac{1}{\dfrac{1}{SR_a} + D} \tag{45a}$$

und

$$a = \frac{1 + DSR_a}{2SR_k(1+D)} \tag{45b}$$

verknüpft. Für hinreichend große Werte von R_k und $R_{a1,2}$

$$R_k \gg \frac{1}{S}\,\frac{1 + DSR_a}{2(1+D)} \quad \text{und} \quad SR_a \gg \frac{1}{D}$$

99.1 Grundschaltung eines Differenzverstärkers. Typische Betriebsdaten: $R_{a1} = R_{a2} = 50\,\text{k}\Omega$, $R_k = 100\,\text{k}\Omega$, Rö 1 = Rö 2 = 1/2 ECC 81, $U_{B1} = 300\,\text{V}$, $U_{B2} = 200\,\text{V}$

— diese Voraussetzungen sind unter den in Fig. **99.1** angegebenen Betriebsbedingungen annähernd erfüllt — folgt

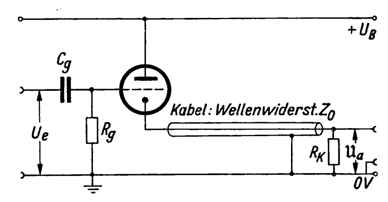
$$\mathfrak{U}_{a2} = \frac{1}{2D}(U_{e1} - U_{e2}). \tag{46}$$

Die Ausgangsspannung wird in diesem Fall nur noch von der Differenz der beiden Eingangsspannungen U_{e1} und U_{e2} bestimmt, wobei in den Proportionalitätsfaktor lediglich die als weitgehend konstant anzusehende Röhrenkenngröße D eingeht. Sorgt man überdies noch dafür, daß in der an die Differenzverstärkerstufe angeschlossenen Schaltung nicht $\mathfrak{U}_{a2}$ allein, sondern nur die Differenz $\mathfrak{U}_{a1} - \mathfrak{U}_{a2}$ ausgewertet wird, so können mit einer derartigen Schaltung die beiden Eingangsspannungen U_{e1} und U_{e2} selbst hinsichtlich ihres Gleichspannungsanteils über längere Zeiten hin mit einer Genauigkeit von etwa 50 mV verglichen werden.

Eine andere wichtige Anwendung der linearen Schalteigenschaften einer Elektronenröhre liegt beim Kathodenverstärker (cathode follower, Fig. **99.2**) vor, seine Übertragungseigenschaften werden durch

$$\frac{U_a}{U_e} = V = \frac{1}{\dfrac{1}{R_k S} + 1 + D}$$

beschrieben. Schaltungen dieser Art werden vielfach dazu benutzt, eine nur an einem hochohmigen Widerstand ($R_g = 500\,\text{k}\Omega$) zur Verfügung stehende Impulsspannung an einen niederohmigen Widerstand ($R_k = 150\,\Omega$; z. B. an ein mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossenes Kabel) ohne wesentliche Abschwächung — für $S = 10\,\text{mA/V}$ und $D = 5\%$ wird $V = 0{,}58$ — zu übertragen[3]).



99.2 Grundschaltung eines Kathodenverstärkers

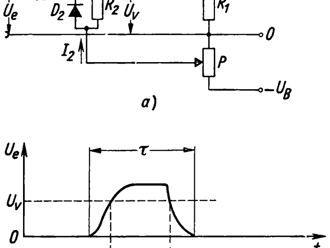
[1]) Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, Kap. 2, S. 52ff., New York 1949. — Millman, J., u. Taub, H., Pulse and Digital Circuits S. 20ff., New York 1956.

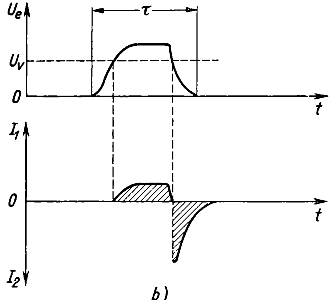
[2]) Zum Hinweis darauf, daß die Formel nur den Wechselspannungsanteil von U_{a2} beschreibt ist hier für die Ausgangsspannung das Symbol $\mathfrak{U}_{a2}$ benutzt worden.

[3]) Auf eine spezielle Ausführungsform des Kathodenverstärkers, die sich für positive und negative Impulsaussteuerung in gleicher Weise eignet, sei hingewiesen (White cathode follower, Totemamplifier). Siehe Millman, J., u. Taub, H., Pulse and Digital Circuits, p. 99ff., New York 1956.

Nichtlineare Schaltungen. Nichtlineare Schaltelemente werden in der Impulstechnik in der verschiedensten Weise benutzt[1]). Das einfachste nichtlineare Schaltelement ist die Diode. Zwei wichtige Anwendungen dieses Schaltelements sind in Fig. **100.**1 enthalten.

In dieser Schaltung wird die Diode D_1 [$R_{\text{Fluß}}(D_1) < R_1 < R_{\text{Sperr}}(D_1)$] dazu verwendet, von dem Spannungsimpuls U_e nur denjenigen Teil an den Widerstand R_1 weiterzuleiten ($CR_1 \gg \tau$), der den Schwellenwert U_v (einstellbar an P) überschritten hat. Dabei wird der Kondensator C jedesmal um den Betrag $Q \sim (U_{e\,\max} - U_v) \cdot C$ aufgeladen. Diese Ladung muß in der Zeit zwischen zwei Impulsen von C wieder abfließen, wenn für den nachfolgenden Impuls die gleichen Vorbedingungen wie für den ersten gegeben sein sollen. Hierzu dient die Diode D_2 (Festhalte-Diode; clamping-diode); sie ist so geschaltet, daß während des Impulses ihr Sperrwiderstand $R_{\text{Sperr}}(D_2) \gg R_1$ wirksam ist. In den Impulspausen kann sich C über den Flußwiderstand $R_{\text{Fluß}}(D_2)$ (s. Fig. **100.**1) wieder entladen.





100.1 Einfache Schaltung zur Ausnutzung der nichtlinearen Schalteigenschaften einer Diode. Der Widerstand R_2 [$CR_2 \gg \tau$, $R_2 \gg R_{\text{Sperr}}(D_1)$] dient dazu, das Potential an der Anode von D_1 im Ruhezustand unabhängig von $R_{\text{Sperr}}(D_1)$ auf U_v einzustellen.

In dieser Schaltung ist die Erreichung eines nichtlinearen Effekts (Teilwiedergabe eines Impulses; Trennung von großen und kleinen Impulsen) mit einer Leistungsentnahme aus der Impulsquelle verknüpft. Diese Leistungsentnahme erübrigt sich bei der Ausnutzung der nichtlinearen Schalteigenschaften einer raumladungsgesteuerten Elektronenröhre (Triode bzw. Penthode).

Hier hängen jedoch, wenn die Röhre ähnlich wie in Fig. **100.**1 zur Trennung von großen und kleinen Impulsen benutzt werden soll, bei der üblichen Schaltungsweise sowohl der Schwellenwert für den Einsatz des Ausgangsimpulses als auch die Form des Ausgangsimpulses in empfindlicher Weise von den Betriebseigenschaften der Röhre ab (zeitliche Stabilität des Kennlinienfeldes und der Betriebsspannungen).

Eine Schaltung (amplified diode)[2]), die der eben erwähnten Aufgabe weitaus besser genügt, zeigt Fig. **101.**1 a.

Hier werden bei geeigneter Dimensionierung der Schaltung beide Röhren im linearen Teil ihres Kennlinienfeldes (s. Differenzverstärker) ausgesteuert. Eine Impulssteuerung des Anodenstroms von Rö 1 macht sich jedoch erst dann als Potentialänderung an R_{a1} bemerkbar, wenn die Eingangsspannung U_e einen solchen Wert U_{e0} (einstellbar an P) überschreitet, daß der Spannungsabfall an R_{a1} den durch C während eines Impulses festgehaltenen Spannungsabfall an R_{a2} übersteigt. Dann aber ist die Potentialänderung an R_{a1} der Stromaussteuerung von Rö 1 und damit der angelegten Spannung U_e mit der durch den Differenzverstärkerbetrieb gegebenen Stabilität direkt proportional (s. Fig. **101.**1 b).

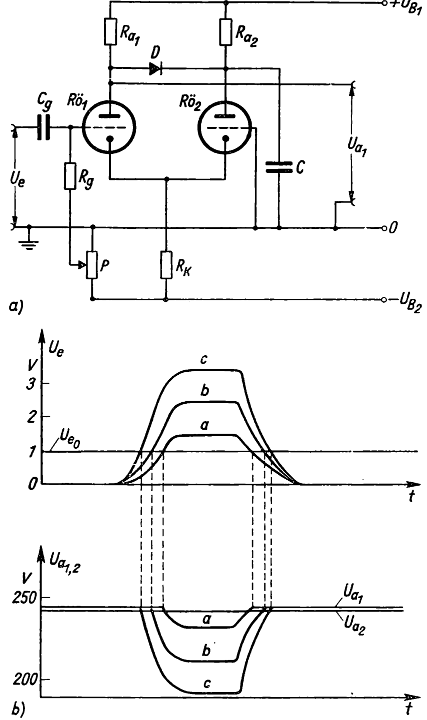
Schließlich sollen hier noch diejenigen Schaltungen erwähnt werden, deren Aufgabe darin besteht, einen Impuls nur dann weiterzugeben, wenn auf die Schaltung gleich-

[1]) Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, Kap. 2, S. 114, New York 1949. — Millman, J., u. Taub, H., Pulse and Digital Circuits, S. 104, New York 1956.

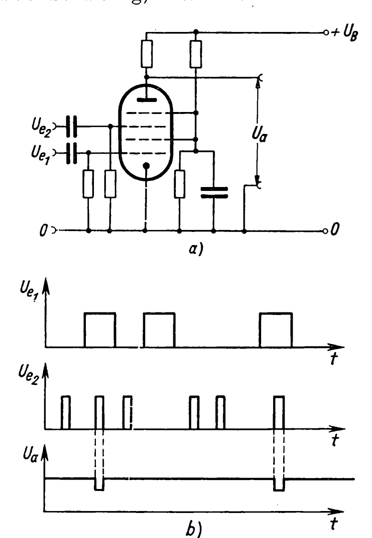
[2]) Siehe Magee, F. I., Bell, P. R., u. Jordan, W. H., Improved Overload Response of the A-1 Amplifier, Rev. Sci. Instr. **23** (1952), 30.

zeitig ein weiterer Impuls einwirkt. (Torschaltung; gate)[1]. Zwei einfache Ausführungsformen derartiger Schaltungen sind in Fig. **101.2** und **102.1** angegeben.

Kippschaltungen: Schaltungen mit unstetig beeinflußbaren Schaltzuständen. Die bisher behandelten Grundschaltungen zeichnen sich dadurch aus, daß ihr Schaltzustand (die Strom- und Spannungsverteilung in der Schaltung) linear oder auch nicht



101.1 Verbesserte Schaltung zur Ausnutzung der nichtlinearen Eigenschaften einer Diode. a) Betriebsschaltung; Typische Betriebswerte: $R_{a1} = R_{a2} = 10\,\text{k}\Omega$, $R_b = 20\,\text{k}\Omega$, Rö 1 = Rö 2 = 1/2 ECC 81, $U_{B1} = 300\,\text{V}$, $U_{B2} = 200\,\text{V}$, D = GSD 4/10 (Tungsram). b) Zeitverlauf der Eingangs- und Ausgangsspannungen: man beachte, daß U_{a1} im Ruhezustand dem endlichen Flußwiderstand von D entsprechend, etwa 1 V über dem Potential von U_{a2} liegt.



101.2 Torschaltung für positive Eingangsimpulse (schematisch)

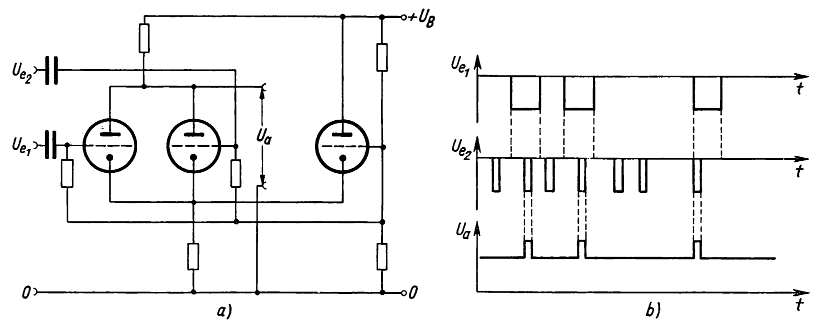
linear, in jedem Fall aber stetig von den an der Schaltung anliegenden Spannungen (Betriebsspannungen und Steuerspannungen) abhängt. Dies ist bei den nunmehr zu beschreibenden Schaltungen nicht mehr der Fall. Die Eigenart dieser Schaltungen besteht vielmehr darin, daß sich ihr Schaltzustand unter der Einwirkung eines Steuerimpulses unstetig ändert (Kippschaltungen)[2].

Als erstes Beispiel hierfür sei die Diskriminatorschaltung (Fig. **102.2**) behandelt.

Ihre Wirkungsweise läßt sich am einfachsten übersehen, wenn man sich zunächst einmal die Schaltung bei $a\ a'$ aufgeschnitten denkt und U_a als Funktion von U_a' mit U_e als Parameter

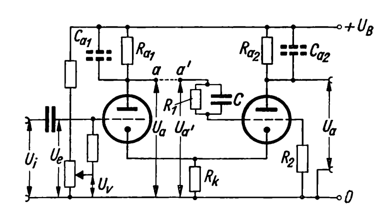
[1]) Siehe Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, S. 118, New York 1949. — Millman, J., u. Taub, H., Pulse and Digital Circuits, S. 429, New York 1956.

[2]) Neeteson, P. A., Vacuum Valves in Pulse Technique, Buch IX, Electronic Valves (1955).

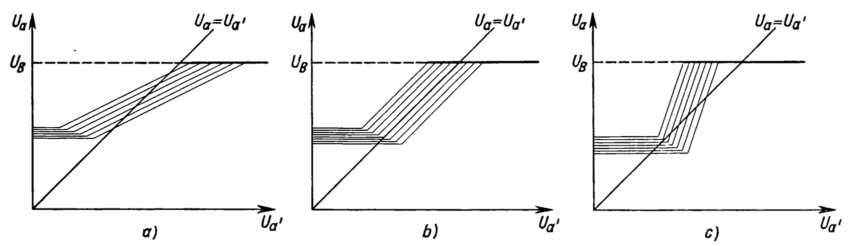


102.1 Torschaltung für negative Eingangsimpulse (schematisch)

betrachtet. Je nach der Bemessung der Schaltteile werden sich hierbei Diagramme vom Typ der Fig. **102.**3a bis c ergeben. Ihr wesentlicher Unterschied — die verschiedene Neigung der Kennlinien im linearen Teil des Aussteuerbereichs — wirkt sich ganz entscheidend aus, wenn bei geschlossener Verbindung $a\,a'$ die Eingangsspannung stetig zu- und später wieder stetig abnimmt. Die möglichen Schaltzustände sind in den Diagrammen (Fig. **102.**3a bis c) durch den Schnittpunkt der Geraden $U_a = U_a'$ mit den Kurven $U_e =$ const gegeben. Im Fall a wird eine stetige Folge von Schaltzuständen durchlaufen; die Gerade $U_a = U_a'$ schneidet die Kurve $U_e =$ const nur ein einziges Mal. Im Fall c[1]) ergibt sich dagegen ein unstetiges Verhalten der Schaltung. In diesem Falle geht nämlich (Vgl. Fig. **103.**1), wenn die Eingangsspannung U_e in ansteigender Richtung durchlaufen wird, der eine Schaltzustand (gekennzeichnet durch $U_{a2} = U_1$) bei einem ganz bestimmten Wert $U_e = U_{e2}$[2]) unstetig in den Schaltzustand $U_{a2} = U_2$ über[3]). Umgekehrt geht beim absteigenden Verlauf von U_e die Schal-



102.2 Grundschaltung eines Diskriminators. Typische Betriebswerte: $R_{a1} = R_{a2} = 5$ kΩ, $R_k = 10$ kΩ, $R_1 = 200$ kΩ, $R_2 = 100$ kΩ, $C = 50$ pF, Rö1 = Rö2 = 1/2 ECC 81, $U_B = 300$ V. Der Kondensator C dient dazu, das Spannungsverhältnis unter Berücksichtigung der Röhrenkapazität frequenzunabhängig zu machen

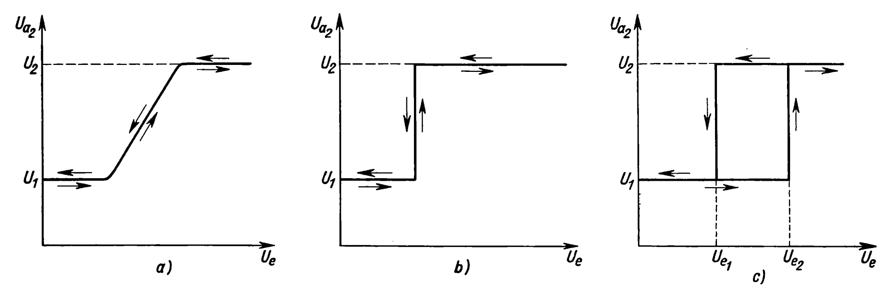


102.3 a) bis c) Betriebskennlinien (schematisch) der Diskriminatorschaltung für verschiedene Eingangsspannungen U_e bei aufgeschnittener Verbindung $a\,a'$. Der Schnittpunkt der Kennlinien mit der Geraden $U_a = U_{a'}$ ergibt den Betriebszustand der Schaltung bei geschlossener Verbindung $a\,a'$

[1]) Fall b ist ein im Betrieb nicht zu verwirklichender Grenzfall.
[2]) Die langzeitige Betriebsunsicherheit für U_{e2} dürfte bei $\pm$ 0,3 V liegen.
[3]) An und für sich müßte bei der im Falle c vorliegenden Bemessung der Schaltteile jeweils noch ein dritter Zustand (s. Fig. **102.**3c) in Betracht gezogen werden. Dieser Schaltzustand ist jedoch instabil.

tung bei $U_e = U_{e1}$ aus dem zweiten Schaltzustand wieder in den ersten über; die Differenz $U_{e2} = U_{e1}$ wird als Hysterese bezeichnet.

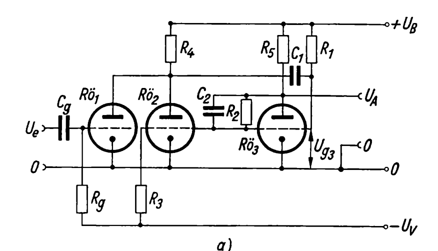
Die Wirkungsweise der Diskriminatorschaltung läßt sich demnach dahingehend zusammenfassen, daß die Schaltung dann und nur dann ein Ausgangssignal (Spannungssprung $U_2 - U_1$) abgibt, wenn ihre Eingangsspannung den Wert U_{e2} übersteigt[1]). Schaltungen dieser Art werden in Verbindung mit der in Fig. **102**.2 angegebenen $C_g R_g$ Eingangsschaltung zur Impulsgrößenunterscheidung (Diskriminierung) vielfach benutzt: Ein Ausgangssignal ist bei dieser Schaltung nur dann zu beobachten, wenn der Impuls die Schwelle $U_i = U_s = U_{e2} - U_v$ für eine hinreichend lange Zeit[2]) überschreitet.

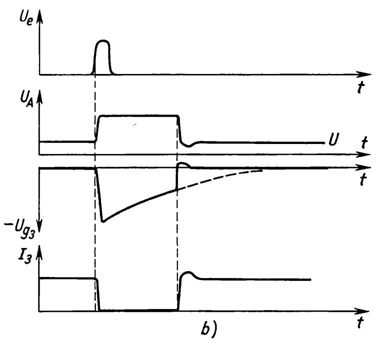


103.1 a) bis c) Aussteuerungskennlinien der Diskriminatorschaltung

Als weiteres Beispiel für eine Kippschaltung sei die Wirkungsweise des Univibrators behandelt (Fig. **103**.2).

In dieser Schaltung fließt im Ruhezustand durch Rö 3 ein Strom: das Gitter dieser Röhre liegt — über R_1 mit der positiven Versorgungsspannung verbunden — auf einem schwach positiven Potential. Gleichzeitig liegt dabei — dem in diesem Schaltzustand niedrigen Anodenpotential $U_a = U_0$ von Rö 3 entsprechend — das Gitter von Rö 2 über den Spannungsteiler $R_2 : R_3$ auf negativem Potential: Rö 2 ist gesperrt. Wirkt nun auf das Gitter von Rö 1 ein geeignet geformter positiver Spannungsimpuls U_e ein, so wird dadurch an dem für Rö 1 und



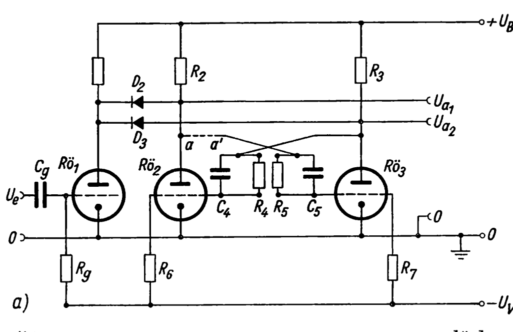


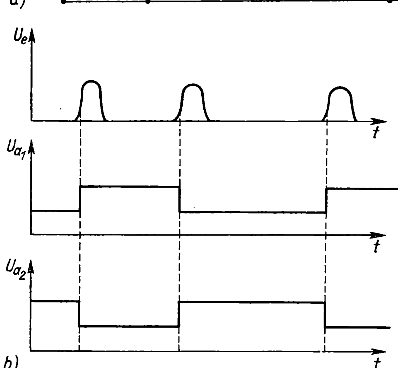
103.2 Zur Wirkungsweise des Univibrators. a) Grundschaltung, typische Betriebswerte: $R_1 = 1\,\mathrm{M\Omega}$, $R_2 = 250\,\mathrm{k\Omega}$, $R_3 = 200\,\mathrm{k\Omega}$, $R_4 = R_5 = 10\,\mathrm{k\Omega}$, $C_1 = 200\,\mathrm{pF}$, $C_2 = 30\,\mathrm{pF}$, Rö 1 = Rö 2 = Rö 3 = 1/2 ECC 81, $U_B = 300\,\mathrm{V}$, $U_V = 200\,\mathrm{V}$. Soll die Ansprechempfindlichkeit erhöht werden, so ist R_g nur an einen Bruchteil der Spannung U_V anzuschließen. b) Zeitverlauf der Eingangs- und Ausgangsspannung

[1]) Diskriminatoren sind von den oben besprochenen Schwellenwertschaltungen (amplified diode usw.) zu unterscheiden, bei denen der über der Schwelle liegende Teil des Eingangsimpulses proportional weiterverstärkt wird.

[2]) Die erforderliche Zeit ist im wesentlichen durch die Zeitkonstante $R_{a1} \cdot C_{a1}$ gegeben.

Rö 2 gemeinsamen Anodenwiderstand R_4 ein negativer Spannungsimpuls erzeugt, der über C_1 Rö 3 sperrt ($I_3 = 0$). Die Folge ist ein Ansteigen des Anodenpotentials von Rö 3 und damit eine Öffnung von Rö 2, wodurch das Anodenpotential von Rö 2 noch weiter absinkt. Insbesondere bleibt das Anodenpotential von Rö 2 auf seinem niedrigen Wert auch dann noch, wenn der Auslöseimpuls schon längst wieder abgeklungen ist. Die Sperrung von Rö 3 bleibt nämlich so lange erhalten, bis das Potential U_{g3}, der Umladung von C_1 über R_1 entsprechend so weit abgeklungen ist, daß Rö 2 wieder leitet und die Schaltung in ihren Ruhezustand zurückklappt. Die Dauer des quasistabilen Zustandes ($U_a = U_B$) ist hierbei im wesentlichen durch die Zeitkonstante $R_1 C_1$ bestimmt.





104.1 a) Grundschaltung eines bistabilen Kippkreises, typische Betriebswerte: $R_1 = 50\,\mathrm{k\Omega}$, $R_2 = R_3 = 10\,\mathrm{k\Omega}$, $R_4 = R_5 = 250\,\mathrm{k\Omega}$, $R_6 = R_7 = 200\,\mathrm{k\Omega}$, $C_4 = C_5 = 30$ pF, Rö 1 = Rö 2 = Rö 3 = 1/2 ECC 81, $U_B = 300$ V, $U_V = 200$ V. Soll die Ansprechempfindlichkeit erhöht werden, so ist R_g nur an einen Bruchteil der Spannung U_V anzuschließen. b) Zeitverlauf der Eingangs- und Ausgangsspannung

Eine weitere vielgebrauchte, durch einen Einzelimpuls auslösbare Kippschaltung ist der Sperrschwinger (blocking oscillator)[1]). Mit dieser Anordnung lassen sich leicht Impulse von 0,1 μs Dauer erreichen.

Schließlich sollen in diesem Zusammenhang auch noch diejenigen Schaltungen behandelt werden, bei denen der Schaltzustand durch die anliegenden Spannungen allein nicht mehr eindeutig bestimmt ist. Diese Schaltungen können je nach ihrem Aufbau unter den gleichen Betriebsbedingungen zwei, drei oder noch mehr verschiedene zeitlich dauernd stabile Schaltzustände annehmen. Ein Steuerimpuls hat bei diesen Schaltungen nur noch eine Wirkung: Die Schaltung aus einem ihrer möglichen Schaltzustände unstetig in einen der anderen überzuführen.

Die einfachste dieser Schaltungen ist der Kippkreis (bistabile Eccles-Jordan-Schaltung; Flip-Flop)[2]). Seine Schaltung ist so bemessen, daß dann, wenn in Rö 3 (Fig. **104.1** a) der zu $U_{g3} \approx 0$ gehörende Strom fließt und U_{a3} demzufolge einen niedrigen Wert annimmt, Rö 2 über den Spannungsteiler $R_4 : R_6$ gesperrt ist. Das Steuergitter von Rö 3 nimmt in diesem Fall über den Spannungsteiler $R_5 : R_7$ den eben erwähnten Wert $U_{g3} \approx 0$ an[3]). Ebenso kann aber

[1]) Siehe Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, S. 83 und 92, New York 1949. — Millman, J., u. Taub, H., Pulse and Digital Circuits, S. 253, New York 1956.

[2]) Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, S. 96ff, New York 1949. — Millman, J., u. Taub, H., Pulse and Digital Circuits, 140ff, New York 1956.

[3]) Der hierbei in Rö 3 fließende Gitterstrom sorgt für eine Stabilisierung des Schaltzustandes; Änderungen der Betriebsspannung U_B sowie kleine Änderungen von $U_{a1,2}$ wirken sich, da der Flußwiderstand R_d über die Gitter-Kathodenstrecke von Rö 3 gegenüber R_5 vernachlässigt werden kann, auf den Schaltzustand nur geringfügig aus.

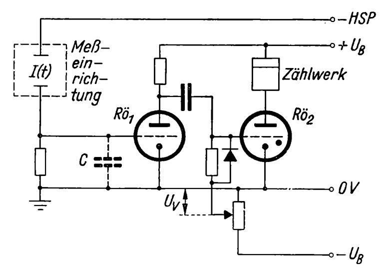
auch der umgekehrte Schaltzustand[1]) mit vertauschten Rollen von Rö 3 und Rö 2 verwirklicht sein.

Wirkt nun auf diese Schaltanordnung ein Steuerimpuls U_e (Zählimpuls vgl. 1.432) von geeigneter Form und Dauer ein, so wird von ihm Rö 1 geöffnet und damit ein Stromfluß über R_2 und D_2 möglich, während D_3 weiterhin gesperrt bleibt. Die Folge der Spannungsänderung an R_2 ist eine Umsteuerung von Rö 3 in der Weise, daß diese Röhre nunmehr gesperrt und damit Rö 2 über den Spannungsteiler $R_4 : R_5$[2]) geöffnet wird. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß der Eingangsimpuls eine ausreichende Flankensteilheit hatte, um über C_3 trotz des im Anfang noch fließenden Gitterstroms Rö 3 zu sperren und damit die Schaltung noch während des Impulsanstiegs in den anderen Schaltzustand zu überführen. Überdies muß durch eine hinreichend kleine Zeitkonstante $R_g \cdot C_g$ dafür gesorgt sein, daß der weitere Verlauf des Eingangsimpulses (Impulsdach und Impulsabfall) den Schaltzustand nicht mehr beeinflußt. Erst bei einem neuen Impulseinsatz wiederholt sich die Umsteuerung der Schaltung, diesmal in der umgekehrten Richtung.

1.432 Einfache Meßanordnungen zum Nachweis und zur Zählung elektrischer Impulse

Allgemeine Übersicht über die Aufgabe und die Methoden zu ihrer Lösung. Eine Meßanordnung zur Registrierung der von einer Meßeinrichtung (s. 1.41) angelieferten Impulse muß je nach den gestellten Anforderungen ganz verschieden aufgebaut sein.

Ein einfaches Beispiel zeigt Fig. **105.1**. Hier wird der bei einer Ladungsanlieferung an Rö 1 auftretende negative Spannungsimpuls (s. z. B. 1.412) nach seiner Verstärkung und Phasendrehung dazu benutzt, ein Thyratron Rö 2[3]) zu zünden. Die hierzu erforderliche Größe des Eingangsimpulses kann durch eine entsprechende Einstellung von U_v (nutzbarer Regelbereich etwa 1 : 10) vorgegeben werden. Meßanordnungen dieser Art werden für einfache Kontrollzwecke vielfach benutzt.



105.1 Grundschaltung einer einfachen Meßanordnung zur Registrierung der von einer Meßeinrichtung angelieferten Impulse

Der Anwendungsbereich einer solchen einfachen Meßanordnung ist jedoch beschränkt, wenn an die Meßanordnung höhere Ansprüche gestellt werden. An erster Stelle ist hier die nur begrenzte Eingangsempfindlichkeit der eben beschriebenen Anordnung zu erwähnen.

Ihre Empfindlichkeit dürfte — der Unsicherheit der Thyratronzündung (etwa 2 V) entsprechend und durch die in einer einzelnen Röhrenstufe maximal erreichbare Impulsverstärkung ($V \approx 50$) vorgegeben — mit etwa 40 mV anzusetzen sein. Bei einer Eingangskapazität von 25 pF kann auf diese Weise eine Ladungsempfindlichkeit von 10^{-12} As (10^7 Elementarladungen) erreicht werden.

---

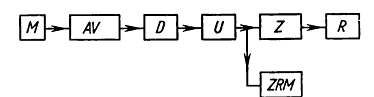
[1]) Neben den beiden angeführten Schaltzuständen könnte in der Schaltung auch noch ein dritter Schaltzustand verwirklicht sein, in dem beide Röhren teilweise geöffnet sind. Dieser Schaltzustand ist jedoch instabil. Bei der angegebenen Bemessung der Schaltteile zeichnet sich dieser Schaltzustand nämlich dadurch aus, daß die Verstärkung des irgendwo — z. B. bei *a a′* — aufgeschnittenen Schaltkreises größer als 1 ist. Die geringste Abweichung von dem erwähnten dritten Schaltzustand wird dadurch in derselben Richtung gleich so verstärkt, daß die Schaltung in einen der stabilen Schaltzustände umkippt.

[2]) Die Kondensatoren C_4 und C_5 dienen dazu, das Spannungsverhältnis trotz der schädlichen Kapazitäten frequenzunabhängig zu machen.

[3]) An Stelle des Thyratrons kann auch eine aus einem Diskriminator, einem Univibrator und einer Leistungsröhre aufgebaute Schaltung verwendet werden.

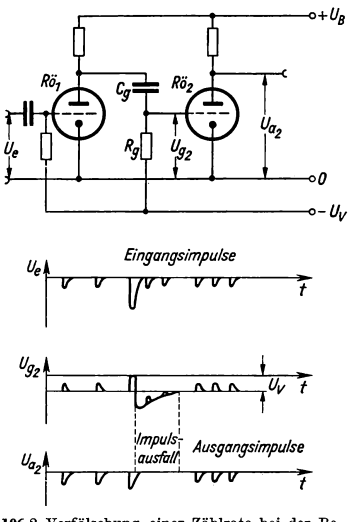
Eine höhere Eingangsempfindlichkeit verlangt die Verwendung mehrstufiger Verstärker (Auslöseverstärker s. d.). Mit ihrer Hilfe kann, soweit es die Meßaufgabe im Verhältnis zum natürlichen Rauschen der Meßeinrichtung zuläßt, jede gewünschte Eingangsempfindlichkeit erreicht werden.

Ein zweites ebenfalls nachteiliges Merkmal der eben beschriebenen einfachen Meßanordnung ist ihr nur geringes zeitliches Auflösungsvermögen[1]). Eine wesentliche Verbesserung bringt hier die Verwendung elektronischer Zählschaltungen (s. d.). Ihr Auflösungsvermögen wird nur durch die in diesen Zählschaltungen verwendeten Kippkreise bestimmt; es kann bis auf $10^5\,s^{-1}$, in Sonderfällen sogar bis auf $10^6\,s^{-1}$ gesteigert werden. Der Betrieb einer Zählschaltung setzt allerdings voraus, daß der Zählschaltung, unabhängig von der Größe der von der Meßeinrichtung angelieferten Impulse (Signalimpulse), bei jedem Zählereignis immer gleich große und gleich geformte Impulse (Zählimpulse) zugeführt werden.



106.1 Blockschaltbild einer Meßanordnung zur Registrierung von Signalimpulsen mit weitgehend unterschiedlicher Größe

In einer größeren Meßanordnung (Fig. **106.1**) werden daher die von der Meßeinrichtung M kommenden Signalimpulse nach ihrer Verstärkung im Auslöseverstärker AV zunächst einmal einem Diskriminator D zugeführt. Zusammen mit einer entsprechenden Einstellung des Verstärkers kann dadurch die Schwelle für die Größe der noch zu registrierenden Impulse nach Belieben eingestellt werden. An den Diskriminator ist ein Impulsformer U (Univibrator) angeschlossen, der die zum Betrieb der Zählschaltung Z und des Zählwerkes R notwendigen, stets gleich großen und gleich geformten Zählimpulse abgibt. Außerdem werden die Zählimpulse in einer größeren Meßanordnung zumeist noch einem Zählratenmesser ZRM (s. d.) zugeführt, der die direkte Ablesung der Zählrate (Zahl der Zählimpulse/Zeitintervall) gestattet.



106.2 Verfälschung einer Zählrate bei der Benutzung nicht übersteuerungsfester Verstärkerstufen

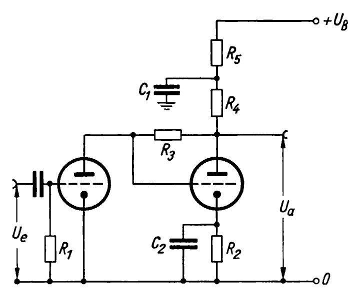
Auslöseverstärker. Der Aufbau eines Verstärkers erfordert einige besondere Maßnahmen, wenn beim Betrieb mit Impulsen gerechnet werden muß, deren Größen sich beträchtlich voneinander unterscheiden (Nachweis von Rückstoßprotonen über einem Elektronenuntergrund, Nachweis einer weichen Röntgenstrahlung bei gleichzeitiger Anwesenheit von harten Quanten). In diesem Falle hätte nämlich die einfache Hintereinanderschaltung der in 1.431 behandelten Verstärkerstufen den in Fig. **106.2** dargestellten schwerwiegenden Nachteil, nicht übersteuerungsfest zu sein.

Bei der Aussteuerung durch Impulse mit weitgehend unterschiedlicher Größe (z. B. 1 : 100 und mehr) wird es sich nämlich nicht vermeiden lassen[2]), daß das Gitter der jeweils positiv angesteuerten Röhre bis in den Gitterstrombereich ausgesteuert wird. Der in diesem Fall

[1]) Es dürfte der Trägheit der mechanischen Registrierung entsprechend bei etwa $5\,s^{-1}$ liegen.
[2]) Dies gilt besonders dann, wenn die Verstärkung mit Rücksicht auf die kleinsten noch nachzuweisenden Impulse sehr groß gewählt werden muß.

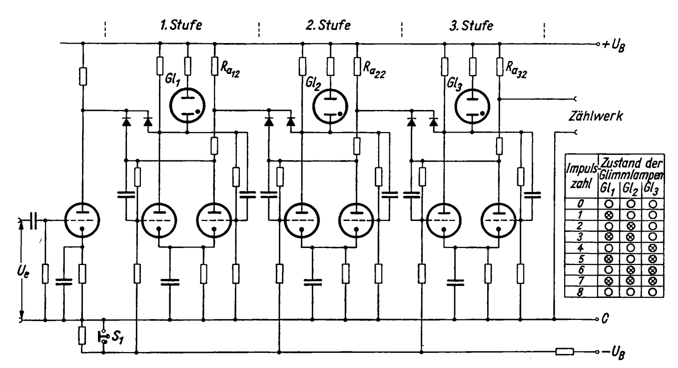
fließende Gitterstrom führt (Aufladung von C_g) zu einer Verlagerung des Arbeitspunktes von Rö 2, die im allgemeinen erst langsam ($\tau = R_g C_g \gg T_{\text{Impuls}}$) wieder zurückgeht. Die auf den großen Impuls nachfolgenden kleineren Impulse können unter diesen Umständen Rö 2 nicht mehr aussteuern. Die Auswirkung dieser Störung ist eine Verfälschung der Zahl der registrierten Impulse in der Weise, daß wenige große Eingangsimpulse die Zahl der Ausgangsimpulse beträchtlich herabsetzen.

Ein Weg, diesen Nachteil zu beheben, besteht darin, durch geeignete Klemmschaltungen (s. d.) dafür zu sorgen, daß die Wirkung des Gitterstromflusses (Aufladung von C_g Fig. **106.**2) möglichst bald rückgängig gemacht wird. Die daraus resultierende Schaltung hätte aber immer noch den Nachteil, daß die Verstärkung der kleinen, nur zu linearen Aussteuerungen führenden Impulse von der Konstanz der Betriebseigenschaften der verwendeten Röhren usw. abhängt. Die Folge wäre, daß sich die Grenze für die Größe derjenigen Impulse, die gerade noch zu einer Auslösung des Diskriminators führen, mit dem Altern der Röhren oder auch bei Schwankungen in der Betriebsversorgung laufend verschiebt.



107.1 Grundschaltung einer übersteuerungsfesten Verstärkerstufe. Typische Betriebswerte: U_B = 300 V, R_1 = 500 kΩ, R_2 = 100 kΩ, R_3 = 40 kΩ R_4 = 500 Ω, R_5 = 500 Ω, C_1 = 16 μF und C_2 = 4 μF

Die Schaltung einer Verstärkerstufe[1]), die diese Nachteile weitgehend vermeidet, zeigt Fig. **107.**1. Diese Schaltung ist (bei negativer Ansteuerung) nicht nur wegen der Gleichstromkopplung zwischen den beiden Röhren völlig übersteuerungsfest, sie ist darüber hinaus in ihrem linearen Arbeitsbereich (vgl. auch 1.433 Gegenkopplung),



Impulszahl	Zustand der Glimmlampen Gl₁	Gl₂	Gl₃
0	○	○	○
1	⊗	○	○
2	○	⊗	○
3	⊗	⊗	○
4	○	○	⊗
5	⊗	○	⊗
6	○	⊗	⊗
7	⊗	⊗	⊗
8	○	○	○

107.2 Dreistufige Zählschaltung

von den (zeitlich veränderlichen) Röhreneigenschaften weitgehend unabhängig. Die Größe der zu einer Auslösung des Diskriminators führenden Impulse kann hier mit einer hohen zeitlichen Konstanz eingestellt werden.

Zählschaltungen. Die Zählschaltung hat die Aufgabe, die von der Impulsformerstufe angelieferten Zählimpulse auszuzählen. Hierzu werden die in 1.431 beschrie-

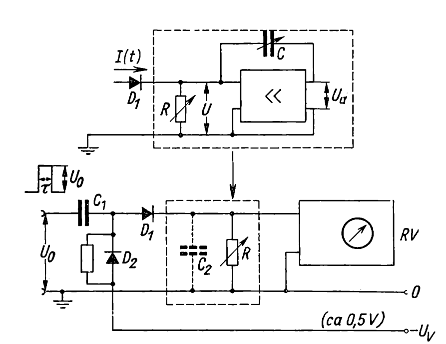
---

[1]) Siehe Baker, W. H., Curtis, M. L., Gnagey, L. B., Heyd, S. W., u. Stanton, J. S., Very Wide-Range Absorption Counting System, Nucleonics **13** Nr. 2 (1955), 40.

benen Kippkreise in einer Kaskadenanordnung benutzt. Als Beispiel ist in Fig. **107.2** die Schaltung einer Zählanordnung mit drei Kippkreisen zusammen mit einem Schema für die acht möglichen Kombinationen ihrer Schaltzustände aufgezeichnet. Bei jedem Impuls U_e klappt die erste Stufe aus einem ihrer stabilen Zustände in den anderen um. Rö 2 geht dadurch bei jedem zweiten Impuls aus ihrem gesperrten Zustand in den leitenden über, der an R_{a2} auftretende Spannungssprung wird wie in 1.431 (Fig. **104.1**) zur Aussteuerung der nächstfolgenden Stufe verwendet. Das gleiche gilt für die folgenden Kippkreise. Auf diese Weise werden bei einer Impulsfolge nacheinander alle acht möglichen Kombinationen durchlaufen, bis beim neunten Impuls wieder der Ausgangszustand erreicht ist. Der in den einzelnen Kippkreisen gerade vorliegende Schaltzustand kann an den drei Glimmlampen *Gl* (s. Fig. **107.2**) abgelesen werden.

Entsprechendes gilt für eine Erweiterung der Anordnung auf mehrere (n) Stufen. Bei einer solchen Anordnung ist nur jedem 2^n-ten Eingangsimpuls (hier jedem achten) ein Ausgangsimpuls an R_{a2n} zugeordnet. Zählschaltungen werden daher auch als Untersetzer bezeichnet. Ein an den Ausgang der Zählschaltung angeschlossenes Zählwerk braucht in diesem Falle nur jeden 2^n-ten Impuls zu registrieren.

Zählschaltungen dieser Art (binäre Zählschaltungen) werden in der Meßtechnik in verschiedenen Abarten verwendet. Durch einen besonderen Aufbau (automatische Rückstellung eines 16fach-Untersetzers nach jedem zehnten Impuls) ist es überdies möglich, eine binär arbeitende Zählschaltung in einen dekadisch arbeitenden Untersetzer umzuwandeln und den jeweiligen Stand der Zählung direkt im dekadischen Zahlensystem anzuzeigen[1]). Die mit diesen Anordnungen maximal erreichbare Zählgeschwindigkeit dürfte für eine statistisch streuende Impulsfolge bei einer Rate von etwa 10^6 Imp/s liegen[2]).



108.1 Grundschaltung eines Zählratenmessers. Der Aufbau des eingerahmten Teils der Grundschaltung ist im oberen Teil der Figur noch einmal gesondert angegeben.

Bei niedrigeren Zählraten ($r < 10^5\,s^{-1}$) sind diese Schaltungen heutzutage allerdings vielfach von Spezialschaltungen verdrängt worden, die, mit speziellen Röhren (Zählröhren) aufgebaut, eine direkte Auszählung der Zählimpulse im dekadischen System und dementsprechend eine direkte dekadische Anzeige des Zählergebnisses ermöglichen[3]).

Zählratenmesser. Ein Zählratenmesser (s. Fig. **108.1**) hat die Aufgabe, die Zählrate r einer Impulsfolge (r = Zahl der Impulse/Zeitintervall) direkt anzuzeigen. Seine Arbeitsweise läßt sich folgendermaßen beschreiben[4]):

Bei jedem Zählimpuls (Impulshöhe U_0, Impulsdauer τ) wird unter der Voraussetzung

$$\frac{1}{r} \gg \tau, \qquad U_0 \gg U > U_v, \qquad C_2 \gg C_1$$

---

[1]) Fergusson, G. J., u. Fraser, G. H., Design of Four-Tube Decade Scalers, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 937.

[2]) Fitch, V., A High Resolution Scale of Four, Rev. Sci. Instr. **20** (1949), 942.

[3]) Van Overbeek, A. J. W. M., Jonker, J. L. H., u. Rodenhuis, K., Philips Techn. Rev. **14** (1953), 313. — Valvo Technische Informationen für die Industrie, 2 S, 4 S, 15 S, 25 S, 33 S (1954 bis 1956), Hamburg. — Graham, M., Higinbotham, W. A., u. Rankowitz, S., Dekatron Drive Circuit and Application, Rev. Sci. Instr. **27** (1956), 1059. — Porat, D. T., High-Speed Scaling with a Decade Counter Tube, Rev. Sci. Instr. **27** (1956), 150.

[4]) Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, S. 250, New York 1949.

der Kondensator C_1 und damit auch über D_1 der Kondensator C_2 um den Betrag $Q = U_0 C_1$ aufgeladen. Zwischen den Impulsen fließt die Ladung von C_1 über die Diode D_2 ab; für die Ladung von C_2 ist dies dagegen nur auf dem Wege über R möglich. Der im Zeitmittel durch R fließende Strom ist durch $I = r\, C_1\, U_0$ gegeben.

Die Zählrate r kann also — eine zeitlich konstante Impulsgröße U_0 vorausgesetzt — durch den Strom I bzw. durch die Spannung $U = RI$ gemessen werden. Zur Anzeige dieser Gleichspannung wird üblicherweise ein Röhrenvoltmeter RV verwendet; sein Meßbereich kann durch eine Umschaltung von R auf verschiedene Raten r eingestellt werden.

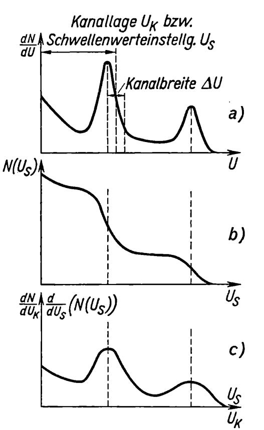
Die Messung der Zählrate einer Impulsfolge kann aber bei diesem Verfahren nur dann genau durchgeführt werden, wenn durch eine hinreichend große Zeitkonstante RC_2 dafür gesorgt ist, daß nicht nur die von den Einzelimpulsen herrührenden Schwankungen von U, sondern auch die von der zeitlichen Streuung der Zählimpulse herrührenden Schwankungen ΔU von U hinreichend klein bleiben. Dies kann aber, da R nicht beliebig gewählt werden darf ($R \ll$ Isolationswiderstand, Eingangswiderstand des RV) nur durch die Wahl eines entsprechend großen Wertes für C erreicht werden. Zur Realisierung der hierbei geforderten C-Werte werden mit Vorteil elektronische Schaltungen verwendet, die mit einfachen Hilfsmitteln große C-Werte nachzubilden gestatten. Eine derartige Schaltung ist in Fig. **108.1** oben angegeben. Wird auf diese Schaltung ein Stromstoß $I\,(t)$ geleitet, so gilt

$$I = I_r + I_c = \frac{U}{R} + C\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\,(U - U_a)$$

mit $\qquad U_a = -\,VU.$

Es folgt $\qquad I = \left(\frac{1}{R} + C\,(1 + V)\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\right) U,$

d. h. die Schaltung verhält sich so, wie es in Fig. **108.1** unten angegeben ist, wobei $C_2 = C\;(1 + V)$ gilt. Technisch lassen sich auf diese Weise leicht Kapazitätswerte von einigen 100 µF nachbilden und dadurch zusammen mit $R \sim 10\ \mathrm{M\Omega}$ Zeitkonstanten bis zu 10^3 s erreichen.



109.1 Zur Ausmessung eines Impulsspektrums durch ein Impulsspektrometer. a) Größenverteilung der von einer Meßeinrichtung angelieferten Impulse, b) Integrale Impulsgrößenverteilung, c) Differentiale Impulsgrößenverteilung; man beachte die durch das Meßverfahren (endliche Intervallschritte) bedingte Einebnung der ursprünglichen Größenverteilung.

1.433 Impulsspektrometrie

Problem der Impulsspektrometrie. Die von einer Meßeinrichtung angelieferten Ladungen enthalten im allgemeinen nicht nur eine Information darüber, ob zu einem bestimmten Zeitpunkt ein zu registrierendes Ereignis stattgefunden hat. Die Größe der angelieferten Ladungen gibt darüber hinaus vielfach noch eine weitere Information: Bei geeigneten Vorbedingungen (s. 1.41) ist die Ladungsmenge der Energie des registrierten Teilchens weitgehend proportional. Das Energiespektrum der Teilchen findet sich unter diesen Umständen in der Größenverteilung der von den Teilchen ausgelösten Spannungsimpulse (Fig. **109.1**) wieder. Aufgabe der Impulsspektrometrie ist es, diese Größenverteilung zu bestimmen.

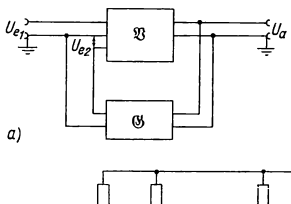
Zur Lösung dieser Aufgabe gibt es zwei Wege[1]). Das eine Verfahren besteht darin, mit Hilfe eines auf verschiedene Schwellenspannungen U_S einstellbaren Diskriminators (vgl. 1.431) die Zählrate aller derjenigen Impulse zu bestimmen, deren Größe die eingestellte Schwellenspannung überschritten hat. Die derart ermittelte „integrale Impulsgrößenverteilung“ (Fig. **109.1** b) ergibt nach (graphischer) Differentiation ein

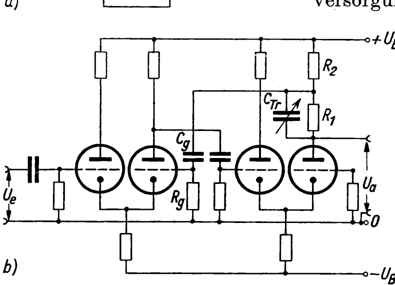
[1]) Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, S. 227, New York 1949. — Baldinger, E., u. Haeberli, W., Impulsverstärker und Impulsspektrographen, Erg. Exakt. Naturwiss. **27** (1954), 248.

je nach Größe des Intervallschrittes mehr oder weniger getreues Abbild (Fig. **109.**1c) des gesuchten Impulsspektrums. Für eine derartige Analyse eines Impulsspektrums werden außer einem proportional und konstant arbeitenden Verstärker lediglich ein Amplitudendiskriminator und eine Zählanordnung benötigt.

Das andere Verfahren besteht darin, die Spannungsimpulse nach „Kanälen" (Kanallage U_k, Kanalbreite ΔU, s. Fig. **109.**1a) sortiert auszuzählen. In diesem Fall erhält man die differentiale Impulsgrößenverteilung (Fig. **109.**1c) direkt. Impulsspektrometer dieser Art werden als Ein- oder als Mehrkanalspektrometer bezeichnet, je nachdem, ob mit ihrer Hilfe nur die Impulsrate in einem einzigen Kanal ausgezählt wird oder ob es mit einer derartigen Meßanordnung möglich ist, die Impulsrate in mehreren aneinander anschließenden Kanälen gleichzeitig auszuzählen. Beide Verfahren sind bei höheren Ansprüchen an das Auflösungsvermögen des Spektrometers daran gebunden, daß der auszumessende Impuls die Schwellenwertunsicherheit des Diskriminators hinreichend weit überschreitet. Für ein Auflösungsvermögen von 1% muß z.B. bei einer Schwellenwertunsicherheit von $\pm$ 0,2 V die Mindestgröße der auszumessenden Impulse 20 V betragen. Daher ist es im allgemeinen notwendig, vor die Diskriminatorstufen eines Impulsspektrometers einen Verstärker zu schalten, um die von den Meßeinrichtungen angelieferten Impulse (Größenordnung: mV) entsprechend zu verstärken.

Proportionalverstärker. Der Verstärker eines Impulsspektrometers hat die Aufgabe, die von einer Meßeinrichtung angelieferten Impulse unter Erhaltung ihrer Größenverteilung proportional und durch Störeinwirkungen weitgehend unbeeinflußbar zu verstärken. Diese Anforderungen sind nicht erfüllt, wenn der Verstärker einfach aus einer Hintereinanderschaltung der in 1.431 beschriebenen Verstärkerstufen aufgebaut ist. Schwankungen der Röhrendaten und der Betriebsversorgung, Übersteuerungen usw. können leicht unkontrollierbare Störungen der Übertragungseigenschaften des Verstärkers hervorrufen.





110.1 a) Grundschaltung und b) Ausführungsform einer gegengekoppelten Verstärkerstufe

In einem Proportionalverstärker werden daher bei höheren Ansprüchen an die Konstanz der Übertragungseigenschaften gegengekoppelte Verstärkerstufen verwendet. Die Grundschaltung einer solchen Verstärkerstufe ist in Fig. **110.**1a dargestellt; Fig. **110.**1b zeigt eine Ausführungsform[1]).

Die gegengekoppelte Verstärkerstufe besteht hier aus zwei eindeutig voneinander trennbaren Teilschaltungen[2]). Die eine Teilschaltung wird von einem mit einem Differentialeingang aufgebauten Verstärker (vgl. Fig. **99.**1) gebildet, dessen Ausgangsspannung $\mathfrak{U}_a$ mit den beiden Eingangsspannungen $\mathfrak{U}_{e1}$ und $\mathfrak{U}_{e2}$ durch

$$\mathfrak{U}_a = \mathfrak{V}\,(\mathfrak{U}_{e1} - \mathfrak{U}_{e2}) \tag{47}$$

verknüpft ist.

[1]) Chase, R. L., u. Higinbothom, W. R., A Flexible Pulse Amplifier with good overload Proporties, Rev. Sci. Instr. **23** (1952), 34. S. a. Fairstein, E., Nonblocking Double-Line Linear Pulse Amplifier, Rev. Sci. Instr. **27** (1956), 475.

[2]) Strukturell kompliziertere Ausführungsformen gegengekoppelter Verstärker s. bei Bode, H. W., Network analysis and feedback amplifier design, New York 1947. Siehe auch Peters, I., Einschwingvorgänge, Gegenkopplung, Stabilität, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1954.

Außerdem enthält die Verstärkerstufe eine nur aus passiven linearen Schaltelementen aufgebaute Teilschaltung (R_1, R_2, C_{Tr}, C_g, R_g, s. Fig. **110.1** b), über den ein Bruchteil der Ausgangsspannung $\mathfrak{U}_a$ des Verstärkers auf den einen der beiden Eingänge des Verstärkers zurückgeleitet wird (Gegenkopplung). Das Übertragungsmaß dieser Teilschaltung sei durch

$$\frac{\mathfrak{U}_{e2}}{\mathfrak{U}_a} = \frac{1}{\mathfrak{G}} \tag{48}$$

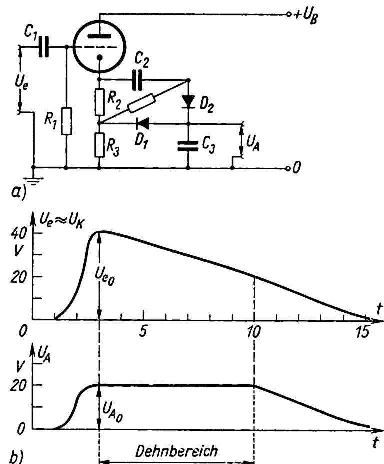
beschrieben. Gl. (48) in Gl. (47) eingesetzt, ergibt die resultierende Verstärkung der Gesamtanordnung

$$\frac{\mathfrak{U}_{e1}}{\mathfrak{U}_a} = \frac{1}{\mathfrak{V}_{\text{res}}} = \frac{1}{\mathfrak{V}} + \frac{1}{\mathfrak{G}}\,. \tag{49}$$

Bei hinreichend großer Verstärkung $\mathfrak{V}$ wird die Gesamtverstärkung der Stufe wesentlich nur durch $\mathfrak{G}$, also lediglich von den als zeitlich stabil anzusehenden passiven Schaltelementen bestimmt. Die Eigenschaften der steuerbaren Schaltelemente (Röhren) gehen dagegen in die Gesamtverstärkung nur noch in untergeordnetem Maße ein¹).

Die Arbeitsweise der Ein- und Mehrkanaldiskriminatoren. Die Aufgabe, einen Spannungsimpuls nur dann zu registrieren, wenn seine Größe in einem bestimmten vorgegebenen Intervall liegt, erfordert neben einer Berücksichtigung des bisher Erwähnten die Beachtung der folgenden weiteren Überlegungen.

In den bisher betrachteten Fällen war die Registrierung eines Impulses lediglich daran gebunden, daß der zu registrierende Spannungsimpuls für eine hinreichend lange Zeit (Auslösezeit des Diskriminators) (vgl. 1.431) die Schwellenspannung des Diskriminators überschreitet. Hierzu kommt im vorliegenden Falle noch eine weitere Forderung: Der Scheitel des zu registrierenden Impulses (Fig. **113.1**) muß für eine Zeitlang einen hinreichend flachen Verlauf (flaches Impulsdach) haben. Nur auf diese Weise ist es nämlich (unter Beachtung der endlichen Auslösezeit eines Diskriminators) möglich, eine sichere Aussage darüber zu erhalten, daß der Impuls eine bestimmte Größe $U_k - \Delta U/2$ erreicht und eine andere $U_k + \Delta U/2$ noch nicht überschritten hat. An den Ausgang des Proportionalverstärkers V muß deshalb in einem Impulsspektrometer ein Impulsdehner D angeschlossen werden (s. Fig. **113.1**).



111.1 a) Grundschaltung eines Impulsdehners. Typische Betriebswerte: R_1 = 200 kΩ, $R_2 = R_3$ = 1 kΩ, C_1 = 30 nF, C_2 = 0,5 μF, C_3 = 50 pF, Rö 1 = Rö 2 = 1/2 ECC 81, U_B = 300 V. b) Spannungsverlauf am Eingang und Ausgang der Anordnung.

Der Aufbau einer einfachen Dehnschaltung²) ist in Fig. **111.1** angegeben. Der Ausgangsimpuls U_A wird hier beim Wiederabsinken des Eingangsimpulses U_e durch die Schaltkombination der Dioden D_1 und D_2 mit dem Kondensator C_A solange auf dem Potential $U_{A0} = U_{e0}/2$ gehalten, bis U_k den Wert $U_{e0}/2$ erreicht hat; dann sinkt U_A proportional zu U_K bzw. U_e wieder ab. Bezüglich anderer Dehnschaltungen s.³).

¹) Bei Impulsen mit großer Flankensteilheit muß allerdings dazu der Frequenzgang der Gegenkopplung passend eingestellt werden.

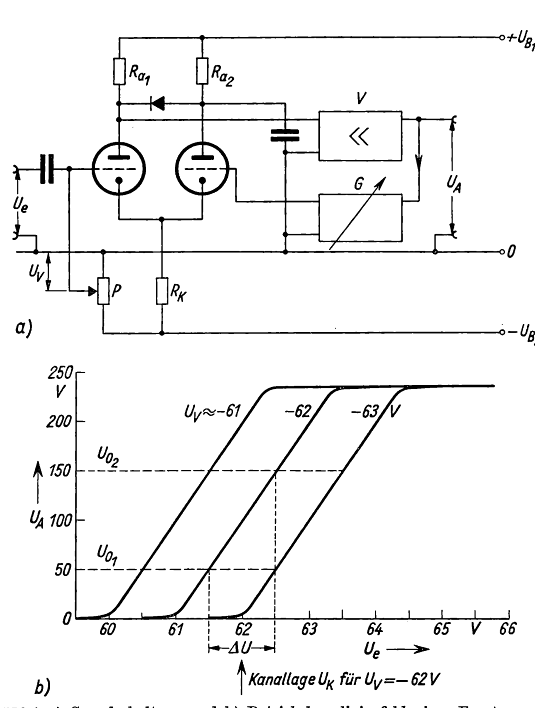
²) Glenn, W. E., Nucleonics **9** Nr. 12 (1951), 24.

³) Breitenberger, E., A precision Single-Channel Kicksorter for coincidence Work, Phil. Mag. **44** (1953), 987. — Schardt, A. W., Gray Wedge Pulse Height Analysis II, BNL-237 (T-37), 1954.

Ein zweites Problem bringt die Einhaltung einer zeitlich genau definierten Kanalbreite mit sich. Der anscheinend einfachste Weg, die vom Dehner kommenden Impulse direkt einer Kanalstufe (z. B. zwei in ihrer Schwellenspannung um ΔU [Kanalbreite] gegeneinander verstellten Amplitudendiskriminatoren) zuzuleiten, verbietet sich nämlich auf Grund folgender Überlegungen:

Für eine Kanallage bei 70 V und eine Kanalbreite von 1 V müßte z. B. der eine der beiden Diskriminatoren auf 70 V und der andere auf 71 V eingestellt werden. Da aber bei einem Diskriminator über längere Zeit hin mit einer Schwellenunsicherheit von $\pm$ 0,2 V gerechnet werden muß, würde bei diesem Verfahren die nominell eingestellte Kanalbreite von 71,0 — 70,0 V = 1,0 V nur auf etwa 0,3 V, also nur auf $\pm$ 30% definiert sein.

Den Ausweg aus dieser Schwierigkeit bietet das nachfolgend beschriebene Verfahren (Fig. **112.1**), mit Hilfe eines Fensterverstärkers *FV* die Einstellung der Kanallage und die Festlegung der Kanalbreite voneinander zu trennen.



112.1 a) Grundschaltung und b) Betriebskennlinienfeld eines Fensterverstärkers. Man beachte die je nach der Einstellung von U_V unterschiedliche Lage des von der Anordnung linear übertragenen U_e-Bereiches. Die Neigung der Kennlinien — und damit die Kanalbreite — kann am Gegenkopplungsvierpol *G* eingestellt werden.

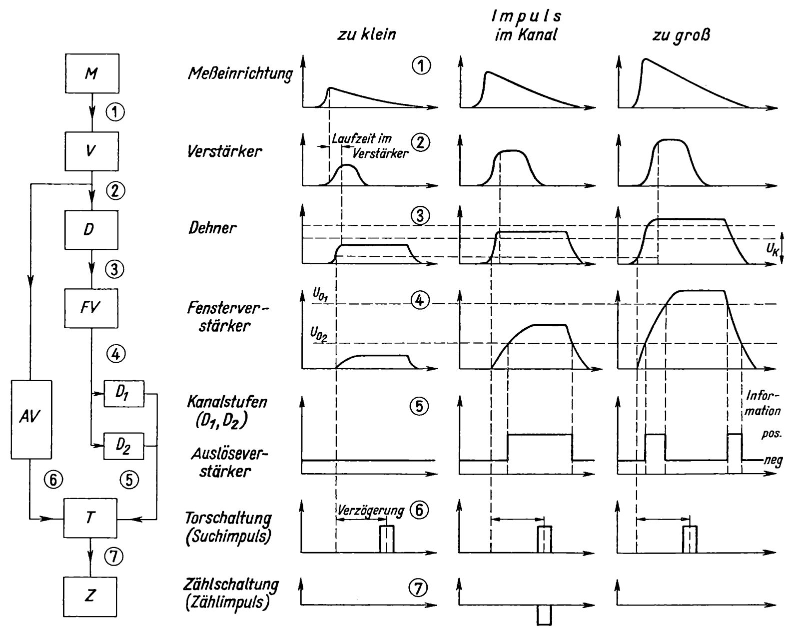
Diese Schaltanordnung (vgl. auch Fig. **101.1**) verstärkt von den ankommenden Impulsen nur den Teil, der einen bestimmten Schwellenwert überschritten hat. Als Beispiel ist in Fig. **112.1** eine Schwellenspannung von 60 V bzw. 61 V oder 62 V und oberhalb der Schwelle eine Verstärkung $\frac{dU_A}{dU_e} = 100$ angenommen[1]). Das bedeutet, daß ein Impuls von 60 V am Ausgang gerade noch nicht erscheint, daß ein Impuls von 60,1 V auf 10 V, ein Impuls von 60,2 V auf 20 V und schließlich ein Impuls von 62 V auf 200 V verstärkt wird. Leitet man diese Impulse einer Kanalstufe zu, deren Diskriminatoren D_1 und D_2 mit 100 V Schwellenwertdifferenz beispielsweise auf $U_{D1} = 50$ V und $U_{D2} = 150$ V eingestellt sind, so ist diesmal der für die Impulssortierung maßgebliche Bereich auf 100 V $\pm$ 0,3 V, d. h. auf 0,3% definiert[2]). Die gleiche Genauigkeit darf dann

[1]) Das Maß der Verstärkung kann am Gegenkopplungsvierpol *G* eingestellt werden.

[2]) Man beachte die durch die Einstellbarkeit von *G* vorgegebene Möglichkeit, die lineare Verstärkung der Anordnung oberhalb der Schwelle zu verändern und damit bei festgehaltener Kanallage und festgehaltenen Schwellen U_{D1} und U_{D2} die effektive Kanalbreite zu verändern.

aber auch — zeitliche Konstanz der Verstärkung des Fensterverstärkers im Proportionalbereich vorausgesetzt — für die Breite des Kanals (60,5 V bis 61,5 V) angenommen werden. Eine Schwellenwanderung des Fensterverstärkers hat hier lediglich eine Kanalverschiebung, aber keine Änderung der Kanalbreite mehr zur Folge.

Schließlich müssen bei einem Kanaldiskriminator (Fig. **113.1**) die beiden Aussagen, daß der zu registrierende Impuls die untere Kanalschwelle überschritten und die obere noch nicht erreicht hat, in geeigneter Weise verknüpft werden. Dies wird dadurch erreicht,



113.1 Zur Wirkungsweise eines Einkanalimpulsspektrometers

daß ein aus dem verstärkten Signalimpuls [Fig. **113.1**(2)] über den Auslöseverstärker AV hergeleiteter, zwar mit dem Impulseinsatz, aber nicht mit der Impulsgröße verknüpfter Impuls [Suchimpuls: Fig. **113.1** (6)] durch eine von D_1 und D_2 gesteuerte Torschaltung T nur dann an die Zählschaltung weitergegeben wird, wenn dem Tor von der Kanalstufe die passende (pos.) Information (U_{D1} ist überschritten, U_{D2} ist noch nicht erreicht) zugeleitet worden ist. Hierbei muß nur noch darauf geachtet werden, daß wegen der endlichen Anstiegsgeschwindigkeit der Impulse [Fig. **113.1** (4)] die (neg.) Information (beide Schwellen sind überschritten, die Größe des Signalimpulses liegt außerhalb des eingestellten Kanals) sich nicht sofort ausbilden kann, sondern erst nach einem Zwischenzustand (mit pos. Information) ausgebildet ist [s. Fig. **113.1** (5) letzte Spalte]. Um Fehlaussagen (Vergleich des Suchimpulses mit der noch nicht voll ausgebildeten Information über die Kanallage) zu vermeiden, muß der Suchimpuls gegenüber dem Signalimpuls geeignet verzögert werden. Die Notwendigkeit einer Impulsdehnung — möglichst flaches Dach von [Fig. **113.1** (3)] und damit von [Fig. **113.1** (4)] — wird hiermit noch einmal deutlich. Der durch die Torschaltung hin-

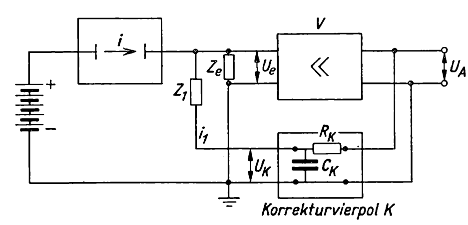
durchkommende Impuls wird dann in der üblichen Weise einer Zählschaltung Z zugeleitet und dort registriert.

Dasselbe Verfahren kann auch bei mehreren nebeneinander liegenden Kanälen (Mehrkanaldiskriminatoren) angewandt werden.

Bezüglich anderer Verfahren zum Aufbau von Mehrkanaldiskriminatoren sei auf die unten angeführte Literatur[1]) verwiesen.

1.434 Gleichstrom-Verstärker

Gleichstromverstärker mit linearer Anzeige. Die Meßaufgaben der Kerntechnik können in vielen Fällen auf die Ausmessung eines Gleichstroms zurückgeführt werden. Beispiele hierfür sind die Messung des Teilchenstroms in einem Massenspektrometer (s. 1.412) und die Messung des Trägerstromes in einer Ionisationskammer (s. 1.412). Die zu messenden Gleichströme liegen dabei je nach der Meßaufgabe zwischen 10^{-5} A und 10^{-15} A. Zur Ausmessung dieser Ströme werden üblicherweise Gleichstromverstärker (*dc*-amplifier) verwendet.



114.1 Grundschaltung eines Gleichstromverstärkers. Typische Betriebswerte: $V = 2 \cdot 10^3$; $R_1 = 10^{12}\,\Omega$; $R_2 = 5 \cdot 10^{10}\,\Omega$; $C_e = 20$ pF; $R_k = 10^4\,\Omega$; $C_k = 1\,\mu$F

In einer derartigen Meßanordnung (Fig. **114.1**) wird die von dem zu messenden Strom I angelieferte Ladung durch einen Gegenstrom I_1 immer gerade soweit kompensiert, daß der resultierende Strom $I_2 = I - I_1$ und damit auch $U_e = I_2\,\mathfrak{Z}_e$ möglichst klein wird (Gegenkopplung). Im einzelnen gilt:

$$I = I_1 + I_2 = \frac{U_e - U_k}{\mathfrak{Z}_1} + \frac{U_e}{\mathfrak{Z}_e}, \tag{50}$$

wobei $\frac{1}{\mathfrak{Z}_1} = \frac{1}{R_1}$ den Leitwert eines Präzisionswiderstandes und $\frac{1}{\mathfrak{Z}_e} = \frac{1}{R_e} + j\,\omega\,C_e$ den im allgemeinen komplexen Eingangsleitwert der Schaltung (R_e = Eingangswiderstand des Verstärkers; C_e = Eingangskapazität von Auffänger und Verstärker) bedeutet. Weiterhin gilt:

$$U_k = \mathfrak{K}\,U_A \quad \text{sowie} \quad U_A = V\,U_e, \tag{51}$$

[1]) Francis, J. E., Bell, P. P., u. Gundlach, J. C., Single-Channel Analyser, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 133. — Watkins, D. A., The Ten-Channel Electrostatic Pulse Analyser, Rev. Sci. Instr. **20** (1949), 495. — van Rennes, A. B., Pulse Amplitude Analysis in Nuclear Research, Nucleonics **10** (1952), Nr. 7, 20, Nr. 8, 22, Nr. 9, 32, Nr 10, 50. — Fairstein, E., Improved Differential Pulse Height Selector Circuit, Rev. Sci. Instr. **27** (1956), 549. — Moody, N. F., Howell, W. D., Battell, W. J., u. Taplin, R. H., A Comprehensive Counting System for Nuclear Physics Research, Part I, Basic System and Synthesis of Simple Instruments, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 439; Part II, Functional Units, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 442; Part III, Automatic Counting System, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 455; Part IV, Introduction to Pulse Amplitude Analysers, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 551. — Schumann, R. W., u. McMahon, J. P., Argonne 256-Channel Pulse Height Analyser, Rev. Sci. Instr. **27** (1956), 675. — Fairstein, E., A Sweep-Type Differential and Integral Discriminator, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 761. — Bernstein, W., Chase, R. L., u. Schardt, A. W., Gray Wedge Pulse-Height Analysis, Rev. Sci. Instr. **24** (1953), 437. — Maeder, D., Elektronenspektrograph zur Messung von Ionisationskammerimpulsen, Helv. Phys. Acta **20** (1947), 139.

wobei $\mathfrak{K}$ das Übertragungsmaß des Korrekturvierpols K und V das für den hier betrachteten Frequenzbereich als reell anzusetzende Übertragungsmaß des Spannungsverstärkers bedeutet[1]). Gl. (51) in Gl. (50) eingesetzt ergibt

$$I = \left\{\frac{1}{V}\left(\frac{1}{\mathfrak{Z}_1} + \frac{1}{\mathfrak{Z}_e}\right) - \frac{\mathfrak{K}}{\mathfrak{Z}_1}\right\} U_A = \mathfrak{F}(\omega)\, U_A\,. \tag{52}$$

Der auszumessende Strom I kann also am Ausgang des Verstärkers (bei geeignetem Aufbau der Endstufe mit einem kleinen Quellwiderstand) durch die Spannung U_A gemessen werden. Der Proportionalitätsfaktor $\mathfrak{F}(\omega)$ ist im statischen Betriebsfall ($\omega = 0$) für ein hinreichend großes V, R_e und C_e wesentlich unabhängig von der Konstanz der eben genannten Größen nur durch $\mathfrak{Z}_{1\,(\omega=0)} = R_1$ und $\mathfrak{K}_{(\omega=0)} = 1$ bestimmt.

Für die Meßanordnung (Fig. **114.1**) wird z. B. für $\omega = 0$

$$I = \left(\frac{1}{2\cdot 10^3}\left(\frac{1}{10^{12}} + \frac{1}{5\cdot 10^{10}}\right) - \frac{1}{10^{12}}\right)\Omega^{-1}\, U_A \approx \frac{1}{10^{12}}\,\Omega^{-1}\, U_A\,.$$

Ein Strom von 10^{-12} A kann also am Ausgang der Schaltung durch eine Spannung von $U_A = 1$ V gemessen werden; Schwankungen des Eingangswiderstandes $\mathfrak{R}_e$ von $10\,\%$ bleiben dabei innerhalb einer Meßgenauigkeit von $1\,\%$ ohne Einfluß auf das Meßergebnis.

Beim Gebrauch einer derartigen Meßanordnung muß neben ihrem statischen Verhalten auch ihr dynamisches Verhalten beachtet werden. Das dynamische Verhalten der hier beschriebenen Anordnung wird [s. Gl. (52)] wesentlich durch den komplexen Anteil von $\mathfrak{Z}_e$ und $\mathfrak{K}$ bestimmt. Insbesondere wird mit zunehmender Frequenz $\mathfrak{F}(\omega)$ wesentlich von $\frac{1}{\mathfrak{Z}_e} = \frac{1}{R_e} + \mathrm{j}\,\omega\, C_e$ bestimmt. Ein Anwachsen von $\mathfrak{F}(\omega)$ bedeutet aber, daß schnelle Änderungen von I durch U_A nur noch in vermindertem Umfang wiedergegeben werden, bzw. daß U_A sich bei schnellen Änderungen von I erst langsam auf seinen neuen Wert einstellt. Um dieses Verhalten eines Gleichstromverstärkers möglichst weitgehend zu unterdrücken, ist in die Schaltung der Korrekturvierpol K eingebaut. Richtet man sein Übertragungsmaß $\mathfrak{K}$ so ein, daß über einen möglichst breiten Frequenzbereich hin der Frequenzgang von $\frac{1}{V}\left(\frac{1}{\mathfrak{Z}_1} + \frac{1}{\mathfrak{Z}_e}\right)$ durch den Frequenzgang von $\mathfrak{K}/\mathfrak{Z}_1$ kompensiert wird, so ist durch diesen Abgleich dafür gesorgt, daß auch schnelle Änderungen von I durch U_A voll wiedergegeben werden bzw. daß U_A sich bei einer Änderung von I rasch auf seinen neuen Wert einstellt. In dem hier betrachteten Beispiel mit

$$\mathfrak{K} = \frac{1}{\mathrm{j}\,\omega\, C_k R_k + 1} \quad \text{müßte dazu} \quad \frac{C_e}{V} \approx \frac{R_k C_k}{R_1}$$

gemacht werden.

Der Aufbau eines Gleichstromverstärkers nach dem angegebenen Grundprinzip ist allerdings daran gebunden, daß die oben erwähnte Bedingung

$$\frac{1}{V}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_e}\right) \ll \frac{1}{\mathfrak{Z}_1}$$

erfüllt werden kann.

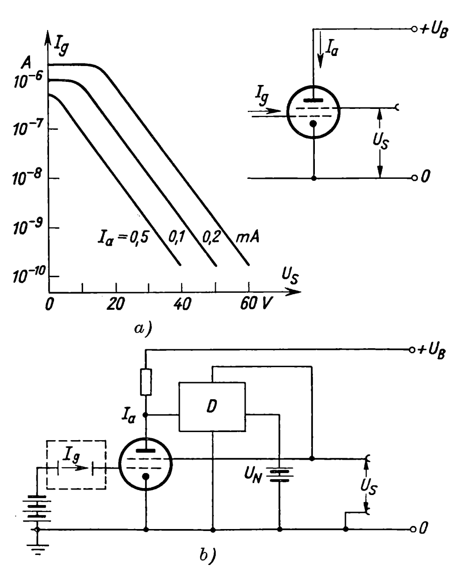
Bei der Verwendung von gewöhnlichen Elektronenröhren ($R_e \approx 10^8\,\Omega$) in der Eingangsstufe des Gleichspannungsverstärkers ist diese Beziehung im allgemeinen nicht erfüllt. Daher müssen in der Eingangsstufe des Verstärkers spezielle Röhren (Elektrometerröhren) verwendet werden. Diese Röhren zeichnen sich dadurch aus, daß bei ihnen $R_e \gg 10^{11}\,\Omega$ ist. Der Betrieb dieser Röhren ist dadurch gekennzeichnet, daß die Spannungen an den einzelnen

---

[1]) Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, New York 1949. Pelchowitsch, I., u. Zaalberg van Zelst, J. J., A wide-band Electrometer Amplifier, Rev. Sci. Instr. **23** (1953), 73.

Elektroden unter 10 V gehalten werden, so daß eine Ionisierung des Restgases in der Röhre nicht möglich und damit ein Strom auf das (negative) Gitter weitgehend ausgeschlossen ist. Weitere Literatur s. [1]).

Gleichstromverstärker mit logarithmischer Anzeige. In der eben beschriebenen linear arbeitenden Meßanordnung wird die Strommessung unter wesentlicher Ausnutzung eines linearen Schaltelements (Präzisionswiderstand R_1) auf die Ausmessung einer Spannung zurückgeführt. Um eine Meßanordnung mit nichtlinearer Anzeige zu erhalten, braucht unter den gleichen Umständen nur das lineare Schaltelement durch ein entsprechendes anderes Schaltelement ersetzt zu werden. Für eine logarithmische Anzeige macht man hierbei zumeist davon Gebrauch, daß der Gitterstrom I_g einer Elektronenröhre unter geeigneten Betriebsbedingungen (I_a = const) in Abhängigkeit von der Spannung U_S das in Fig. **116.1** a angegebene logarithmische Verhalten zeigt. Sorgt man nun in der Schaltung nach Fig. **116.1** b dafür, daß die Spannung U_S bei einer Abweichung des Anodenstromes I_a von einem Sollwert I_{a0} (vorgegeben durch die Vergleichspannung U_N) so nachgeregelt wird, daß die Abweichung $I_a - I_{a0}$ möglichst klein bleibt, so wird sich für jeden vorgegebenen Strom I_g die Spannung U_S immer auf den nach Fig. **116.1** a damit verknüpften Wert einstellen. Die logarithmische Verknüpfung $I_g \div U_S$ kann damit direkt zur logarithmischen Anzeige des Stromes ausgenutzt werden[2]).



116.1 Grundschaltung eines Gleichstromverstärkers mit logarithmischem Anzeigebereich. a) Gitterstromkennlinienfeld einer Elektrometertetrode, schematisch. b) Prinzipschaltbild. D = Differenzverstärker U_N = Normalbatterie

1.435 Stabilisierte Betriebsversorgungsgeräte

Der Betrieb einer Meßeinrichtung ist in den meisten Fällen daran gebunden, daß der Meßeinrichtung konstante Versorgungsspannungen zugeführt werden. Diese Vorbedingung ist beim Betrieb an einem normalen Versorgungsnetz (Stadtnetz usw.) nur unvollkommen gewährleistet. Aus diesem Grunde kann eine Meßeinrichtung zumeist

[1]) Pelchowitsch, I., A High-Resolution Mass-spectrometer with variable Bandwidth Measuring Circuits, Philips Res. Rep. **9** (1954), 1 bis 41. — Hughes, W. T., u. Lander, J. J., Vacuum Tube Electrometer Amplifier, Rev. Sci. Instr. **24** (1953), 331. — Moody, N. F., An Improved dc-Amplifier for Portable Ionisation Chamber Instruments, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 236. — Cederbaum, I., u. Balaban, P., Automatic Drift Compensation in dc-Amplifiers, Rev. Sci. Instr. **26** (1955), 745. — Offner, F. F., A Stable Wide-Range dc-Amplifier, Rev. Sci. Instr. **25** (1954), 579. — Fulbright, H. W., A Stable and Linear Amplifier for the Measurement of Small Direct Currents, Rev. Sci. Instr. **24** (1953), 544.

[2]) Cox zitiert nach Kandiah, K., u. Chaplin, G. B. B., Progr. Nucl. Phys. **5** (1956), 89.

nur unter Zwischenschaltung eines Stabilisierungsgerätes[1]) an das allgemeine Versorgungsnetz angeschlossen werden.

Als Beispiel hierfür sind in Fig. **117.1** a u. b zwei einfache Verfahren zur Stabilisierung einer Gleichspannung dargestellt. In beiden Fällen wird die Ausgangsspannung U_A über einen geeignet bemessenen Spannungsteiler $R_1 : R_2$ mit einer Normalspannung U_N verglichen. Hierzu dient ein Differenzverstärker D; seine Ausgangsspannung U_S steuert über eine Röhre (Regelwiderstand) die Ausgangsspannung U_A in der Weise, daß bei einer Abweichung der Ausgangsspannung vom Sollwert $U_A = \frac{1}{\beta} U_N$ die Ausgangsspannung entsprechend nachgestellt wird.

Im einzelnen gilt (Fig. **117.1** a), wenn mit u_A, i_A, r, u_V die Abweichungen von den Normalwerten U_A, I_A, R_A, U_V bezeichnet werden, für den Steuerteil

$$u_S = -V\beta u_A \tag{53}$$

und für den Regelteil ($u_S, u_V \gg u_A$)

$$u_A = rI_A + R_A i = rI_A + R_A S (u_S + D u_V) . \tag{54}$$

Gl. (53) in Gl. (54) eingesetzt ergibt, sofern noch $R_A S V \beta \gg 1$ gesetzt werden kann,

$$u_A = \frac{r I_A}{R_A S V \beta} + \frac{u_V D}{V \beta} . \tag{55}$$

Man erkennt, wie bei dieser Schaltung Spannungsschwankungen u_V des Netzgerätes, ebenso aber auch Änderungen r der Belastung R_A nur noch in einem um den Faktor

$$\frac{U_A}{R_A^2 S V \beta} \quad \text{bzw.} \quad \frac{D}{V \beta}$$

kleineren Maße in die Änderung u_A der Ausgangsspannung eingehen. Zur Kennzeichnung hierfür ist es üblich, ein Stabilisierungsgerät durch den Regelfaktor

$$f = \left(\frac{u_V}{u_A}\right)_{r=0}$$

und durch seinen inneren Widerstand

$$R_i = \left(\frac{u_A}{i_A}\right)_{u_V=0} = \left(\frac{u_A}{r} \frac{R_A^2}{U_A}\right)$$

zu beschreiben.

Im vorliegenden Falle wird

$$f = \frac{V\beta}{D} \quad \text{und} \quad R_i = \frac{1}{S V \beta} .$$

Mit einem verhältnismäßig geringen Schaltaufwand können auf diese Weise leicht Regelfaktoren in der Größenordnung 10^3 und R_i-Werte von einigen $10^{-1}\,\Omega$ erreicht werden.

Entsprechendes gilt für die Schaltung (Fig. **117.1** b). In diesem Falle wird die Regelung durch

$$u_S = V \beta u_A$$

und

$$u_A = u_V - R_V \left(S V \beta u_A - \frac{U_A}{R_A^2} r\right)$$

beschrieben. Der Regelfaktor ist hier bei annähernd gleichem Innenwiderstand wie oben durch

$$f = R_V S \beta V$$

gegeben. Diese Schaltung wird insbesondere zur Stabilisierung von Hochspannungen vielfach benutzt (höherer Regelfaktor bei etwa gleichem Schaltaufwand); allerdings muß dabei ein größerer Leistungsverlust (Vorwiderstand R_V) in Kauf genommen werden.

117.1 Prinzipschaltbild einer Stromquellenstabilisierung. a) Längsstabilisierung. b) Querstabilisierung. D Differenzverstärker, U_N Normalbatterie

[1]) Elmore, W. C., u. Sands, M., Electronics, Experimental Techniques, S. 363, New York 1949.

In beiden Fällen — aber auch in allen anderen entsprechenden — wird die maximal erreichbare Genauigkeit im wesentlichen[1]) durch die Betriebsunsicherheit der Normalspannung U_N bestimmt; sie dürfte bei Verwendung der eigens für diese Zwecke entwickelten Glimmstabilisatoren (Brennspannung etwa 80 V; zeitliche Unsicherheit der Brennspannung etwa 40 mV) mit rund 1 : 2000 anzusetzen sein.

Neben diesen einfachen leistungsverbrauchenden Stabilisierungsgeräten stehen diejenigen Stabilisierungseinrichtungen, bei denen — abgesehen von dem geringen Leistungsaufwand für die Steuerung des Reglers — die Regelung der Ausgangsspannung mit keinem besonderen Leistungsverbrauch verknüpft ist. Regeleinrichtungen dieser Art sind für die Versorgung von Verbrauchern mit einer größeren Leistungsaufnahme (z. B. Magnetwicklungen usw.) unumgänglich. Bezüglich ihrer Einzelheiten sei jedoch auf die Literatur verwiesen[2]).

---

[1]) Die zeitliche Drift des Gleichspannungsverstärkers kann gegenüber der Betriebsunsicherheit der Glimmlampenbrennspannung zumeist vernachlässigt werden.

[2]) Abate, A., Basic Theory and design of electronically regulated Power/Supplies, Proc. IRE **33** (1945), 478. — Gilvarry, J. J., General Theory of Voltage Stabilizers, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 404. — Higinbotham, W. A., Precision Regulated High Voltage Supplies, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 429. — Benson, F. A., Voltage Stabilization, Electr. Eng. **25** (1953), 202. — Reiffel, L., Burgwald, G. M., u. Brauner, A. R., Variable Precision High Voltage Supply, Rev. Sci. Instr. **27** (1956), 62. — Gilvarry, J. J., u. Rutland, D. F., General Theory of Current Stabilizers, Rev. Sci. Instr. **23** (1952), 111. — Sommers, H. S., Weiss, P. R., u. Halpern, W., Magnet Current Stabilizer, Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 612. — Krushan, J., u. Lohmann, R. D., On the Design of Current-Regulated Power Supplies, Rev. Sci. Instr. **24** (1953), 334.

2 Spezielle technologische Probleme der Kerntechnik

2.1 Technologie und Metallurgie der Reaktorwerkstoffe*)

2.11 Spalt- und Brutstoffe**)

2.111 Allgemeines

Die Verwendung von Spalt- und Brutstoffen in Kernreaktoren ist in 1.2 behandelt worden. Im vorliegenden Abschnitt wird die Gewinnung natürlich vorkommender Spalt- und Brutstoffe, des Urans (2.112) und des Thoriums (2.113) sowie kurz die Herstellung von Plutonium (2.114) beschrieben.

In die im Anfangsstadium der Reaktorentwicklung nach Zahl und Umsatz überwiegenden, heterogenen Reaktoren werden diese Stoffe als Brennstoffelemente eingeführt. Letztere bestehen aus den Spalt- und Brutstoffen in metallischer Form oder auch in Form einer Verbindung sowie aus der Umhüllung (2.12). Bisher überwiegt die Verwendung in Form der Metalle bei weitem, jedoch verursachen die Metalle, vor allem Uran, mancherlei Schwierigkeiten, insbesondere wenn bei höheren Temperaturen gearbeitet werden soll (2.121 Ummantelung). Die Anwendung von Spalt- und Brutstoffen in Form einer für höhere Temperaturen geeigneten Verbindung, des Oxyds oder des Carbids, wird neuerdings vielfach erörtert und wird wahrscheinlich an Bedeutung gewinnen. Es wird deswegen neben der Herstellung der Brennstoffmetalle auch die Darstellung der Oxyde und Carbide gestreift werden (2.112, 2.113).

Bereits in 1.183 wurde darauf hingewiesen, welche Bedeutung der Anwesenheit von neutronenabsorbierenden Verunreinigungen in den Spalt- und Brutstoffen zukommt. In diesem Zusammenhang wird häufig von nuklearer Reinheit der Spalt- und Brutstoffe gesprochen, was soviel bedeutet, daß der Anteil der durch Verunreinigungen in den Spalt- und Brutstoffen absorbierten Neutronen bestimmte Grenzen nicht überschreiten soll. Zu diesem parasitären Neutroneneinfang tragen ziemlich viele Elemente merklich bei. Aus Gründen der Einfachheit wird häufig die Wirkung jedes einzelnen Verunreinigungselements rechnerisch auf Bor, ein in diesem Zusammenhang besonders wichtiges Element, bezogen. Durch Addition der auf Bor umgerechneten Einzelbeiträge jedes Verunreinigungselements wird dann ein einfaches quantitatives Maß für den Verunreinigungspegel, das sog. Boräquivalent gewonnen. Es wird als Gewichtskonzentration (ppm = part per million = 10^{-4} %) angegeben.

Das zulässige Boräquivalent ist keine feste Größe, es hängt u. a. vom verwandten Spaltstoff und seiner Konzentration, vom Reaktortyp und von der Reaktorgröße ab. Beispielsweise darf es bei Verwendung von angereichertem Uran größer als bei natürlichem, bei schwerem Wasser als Moderator größer als bei Graphit sein usw. Zur Erzielung einer günstigen Neutronenbilanz soll verständlicherweise das Boräquivalent so klein wie möglich sein, jedoch wird die untere Begrenzung des Verunreinigungspegels sowohl durch die technologischen Möglichkeiten als auch durch wirtschaftliche Erwägungen beeinflußt. Leider liegen keinerlei Veröffentlichungen darüber vor, welche Boräquivalente für den einen oder anderen Reaktortyp für zulässig gehalten worden

---

*) Betreut von A. Boettcher, Frankfurt.

**) Verfaßt von G. Wirths, Wolfgang bei Hanau.

sind. Einige orientierende Angaben, die für natürliches Uran zutreffen dürften, sollen eine Vorstellung davon vermitteln, in welchen Bereichen sich die Reinheitsforderungen bewegen. Für ein sehr schweres nukleares „Gift“ wie Gadolinium liegt die zulässige Konzentration bei wenigen Hundertsteln ppm, für Bor und Cadmium bei einigen Zehnteln, für Elemente wie Lithium, Silber, Chlor bei einigen ppm, für Eisen, Chrom, Nickel dürften Konzentrationen von einigen Zehner ppm zulässig sein, während Elemente mit sehr niedrigen Einfangquerschnitten wie z. B. Aluminium und Silicium in Konzentrationen von 100 ppm oder höher vorliegen dürfen. Schon aus diesen wenigen Angaben ist zu ersehen, daß die Erzielung und Garantierung nuklearer Reinheit an die Technologie der Herstellung von Spaltstoffen einige nicht einfach zu erfüllende Forderungen stellt. Wenn auch tatsächlich nur etwa 20 Verunreinigungselemente zum Verunreinigungspegel merklich beitragen, so verursacht doch auch schon deren Verfolgung und Bestimmung in Zwischenprodukten, Hilfsstoffen und im Endprodukt einen ungewöhnlich großen analytischen Aufwand. Einige analytische Daten für Uranmetall geben Van Impe[1]) und Blumenthal[2]), jedoch sind diese Angaben nicht als repräsentativ für technisch, unter Beachtung wirtschaftlicher Gesichtspunkte hergestelltes Uranmetall anzusehen.

Die Reinheitsforderungen werden jedoch nicht allein durch die Notwendigkeit bestimmt, den parasitären Neutroneneinfang klein zu halten. Unter diesem Gesichtspunkt dürfte Uranmetall beispielsweise größere Mengen Sauerstoff und Kohlenstoff enthalten. Hohe Gehalte an diesen Elementen sind aber nicht nur wegen der Verminderung der Dichte des Urans unerwünscht, sondern auch, besonders Kohlenstoff, wegen des ungünstigen Einflusses auf die Stabilität des Uranmetalls im Reaktor[3]).

Die vorstehenden Bemerkungen beziehen sich im wesentlichen auf Uran. Wenn auch grundsätzlich ähnliche Betrachtungen für Thorium gültig sind, so lassen sie sich doch nur qualitativ übertragen auf Grund der unterschiedlichen Funktion von Brutstoffen im Reaktor.

Werden Spalt- und Brutstoffe in mit schnellen Neutronen arbeitenden Reaktoren verwandt, so sind die Reinheit betreffende Überlegungen unter Verwendung der Einfangquerschnitte für schnelle Neutronen anzustellen, wobei dann in qualitativer wie quantitativer Hinsicht andere Forderungen zustande kommen. Da für schnelle Neutronen keine extrem hohen Wirkungsquerschnitte vorkommen, fallen hier die besonders weitgehenden Reinheitsforderungen gegenüber bestimmten Verunreinigungen, wie Bor oder seltenen Erden, weg.

2.112 Uran

Vorkommen. Die Erdkruste enthält etwa 4 g/t Uran[4]); damit ist Uran etwa so häufig wie Hf, As oder Be und gehört somit keineswegs zu den seltenen Elementen. Beim Uran sind, wie bei anderen Elementen ähnlicher Häufigkeit, hochprozentige Vorkommen selten und örtlich begrenzt, während mit abnehmendem Urangehalt die Vorkommen immer häufiger und stellenweise auch sehr viel ausgedehnter werden.

Uran kommt in über hundert Mineralien vor, die hinsichtlich ihrer Entstehungsgeschichte und ihrer chemischen Zusammensetzung sehr verschieden voneinander sind. Einige der wichtigeren Mineralien sind in Tab. **121.1** angeführt.

---

[1]) Van Impe, J., Chem. Engng. Progr. **50** (1954), 230.
[2]) Blumenthal, B. J., Metals 7 (1955), 1199.
[3]) Blumenthal, B. u. Noland, R. A., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 72, 77. — Siehe über den Einfluß eines Kohlenstoffgehalts von etwa 500 ppm auf das Gefüge von Uranmetall nach Temperaturwechselbehandlung: Chiswik, H. H., u. Kelman, L., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 147, P/557.
[4]) Nininger, R. D., Exploration for nuclear raw materials, New York 1956, S. 9.

Abbauwürdige Uranvorkommen gibt es in sehr vielen Gebieten der Erde und unter den verschiedensten geologischen Bedingungen. Die Prospektierung auf Uran, durch die im vergangenen Jahrzehnt bedeutende Vorkommen bekanntgeworden sind, ist noch in vollem Gange, und es läßt sich deshalb der Weltvorrat an abbauwürdigen

121.1 Einige wichtige Uran-Mineralien

Typ	Bezeichnung	Zusammensetzung
Oxyd	Uraninit, Pechblende	U_3O_8
	Gummit	$UO_3 \cdot n\ H_2O$
	Becquerelit	$2\ UO_3 \cdot 3\ H_2O$
Komplexe Oxyde	Brannerit	$(U, Ca, Fe, Th, Y)_3\ Ti_5O_{16}$
	Davidit	$(Fe, Ce, U)\ (Ti, Fe, V, Cr)_3\ (O, OH)_7$
Silikate	Coffinit	$U(SiO_4)_{1-x}\ (OH)_{4x}$
	Uranophan	$CaO \cdot 2\ UO_3 \cdot 2\ SiO_2 \cdot 6\ H_2O$
	Sklodowskit	$MgO \cdot 2\ UO_3 \cdot 2\ SiO_2 \cdot 6\ H_2O$
Phosphate	Autunit	$CaO \cdot 2\ UO_3 \cdot P_2O_5 \cdot 8\ H_2O$
	Torbernit	$CuO \cdot 2\ UO_3 \cdot P_2O_5 \cdot 8\ H_2O$
Arseniat	Zeunerit	$CuO \cdot 2\ UO_3 \cdot As_2O_5 \cdot 8\ H_2O$
Vanadat	Carnotit	$K_2O \cdot 2\ UO_3 \cdot V_2O_5 \cdot 3\ H_2O$
Karbonat	Schröckingerit	$3\ CaO \cdot Na_2O \cdot UO_3 \cdot CO_2 \cdot SO_3F \cdot 10\ H_2O$
Organisch	Mischungen von Kohlenwasserstoffen mit Uran, Thorium und seltenen Erden, z. B. Thucholit, in Ölschiefern	

Vorkommen noch nicht abschätzen, um so mehr, als auch die untere Grenze dessen was als abbauwürdig angesehen werden kann, keineswegs feststeht. Diese Grenze hängt von mehreren Faktoren ab, wie z. B. Verarbeitbarkeit des Erzes, seine Lage in bezug auf Transportmittel und mögliche Verarbeitungsstätten, von den Bedürfnissen des betreffenden Landes usw. Diese Grenze ist in den letzten Jahren dauernd herabgesetzt worden, und zwar keineswegs nur wegen des wachsenden Bedarfs an Uran, sondern auch wegen der Auffindung sehr wirtschaftlicher neuer Aufarbeitungsverfahren für arme Erze (s. 2.112 Konzentrate). In den USA schätzt man auf Grund der vorliegenden Daten den Uraninhalt der bekannten abbauwürdigen Vorkommen der westlichen Welt auf 1 bis 2 Millionen Tonnen Element[1]), eine Menge also, die sicher wesentlich höher ist, als das Atomprogramm der nächsten übersehbaren Zeit erfordern könnte. In dieser Schätzung sind Vorkommen mit relativ hohem Uraninhalt wie die Schiefer und die Phosphate, aus denen Uran bisher wegen der höheren Kosten entweder nur in sehr begrenztem Umfang und bei Vorliegen besonders günstiger Umstände oder aber nur als Nebenprodukt gewonnen wird, nicht eingeschlossen. Allein die Schiefer in den USA könnten 5 bis 6 Megatonnen Uran enthalten; die Vorräte in anderen Schiefervorkommen, insbesondere den schwedisch-baltischen, sind wahrscheinlich noch größer.

Die älteren, größeren Uranvorkommen, die früher zum Zwecke der Radiumgewinnung ausgebeutet wurden, nämlich das vom oberen Katanga in Belgisch-Kongo und vom großen Bärensee in Kanada, haben auch heute noch eine große Bedeutung. Außerdem werden in der westlichen Welt heute andere bedeutende Vorkommen ausgenutzt, von denen zu nennen sind: Das Blind-River-Gebiet in Kanada, das Colorado-Plateau in den USA, ferner die Rückstände der Goldgewinnung vom Witwatersrand in Südafrika. Daneben sind weitere bedeutende Vorkommen in Australien entdeckt worden, wäh-

[1]) Nininger, R. D., Exploration for nuclear raw materials, New York 1956, S. 2.

rend auch aus anderen Vorkommen der westlichen Welt, beispielsweise in Portugal und in Frankreich, durchaus merkliche Mengen Uran gewonnen werden. In der Bundesrepublik sind bisher nur einige wenige, unbedeutende Vorkommen bekannt geworden.

Gewinnung von Uranmetall. Der erste Schritt auf dem Wege zur Gewinnung von Uranmetall aus einem mehr oder weniger uranhaltigen Erz besteht in einer Konzentration des Urans, wobei je nach Art des verarbeiteten Erzes und des angewandten Verfahrens Produkte mit 40 bis 80% U erhalten werden. Für die bisher bekanntgewordenen Herstellungsverfahren ist es charakteristisch, daß aus diesen Konzentraten zunächst sehr reine, feste Uranverbindungen hergestellt werden, weiterhin, daß diese Verbindungen im allgemeinen chemisch mit jenen Verbindungen, die sich für eine Reduktion zum Metall eignen, nicht identisch sind. Es folgt also bei deren Verarbeitung der Hochreinigung eine Umwandlung der dabei erhaltenen Uranverbindungen in andere, reduktionsfähige. Demgemäß wird der Zustand größter Reinheit in einem relativ frühen Stadium des Herstellungsprozesses erreicht, und es ist schwierig, in den späteren Verfahrensstufen eine zu starke Beeinträchtigung der anfänglich erreichten Reinheit zu vermeiden. Diese Abfolge der Verfahrensschritte hängt mit dem unedlen Charakter des Urans, seiner großen Affinität zu Stickstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff sowie seiner leichten Legierbarkeit zusammen. Die gleiche Reihenfolge muß ja auch bei unedlen Metallen wie Titan und Zirkon eingehalten werden, wenn man diese Metalle in reiner und duktiler Form erhalten will.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß Vorschläge zu einer Raffination von unreinem Uranmetall durch pyrometallurgische Prozesse gemacht worden sind[1]), jedoch beziehen sich diese einstweilen nur auf die Umarbeitung ausgebrannter Brennstoffelemente, die Plutonium und Spaltprodukte, also qualitativ wie quantitativ genau bekannte Elemente, enthalten.

Herstellung von Konzentraten aus Erzen. Nachdem Uran in über hundert Mineralien vorkommen und dabei chemisch sehr verschiedenartig gebunden sein kann, nachdem sich weiterhin der Urangehalt der verschiedenen abgebauten Erze in weiten Grenzen, von 0,2 bis 50 kg/t, bewegt, ist es verständlich, daß es kein universell anwendbares Verfahren für die Konzentration des Urans gibt. Die bei vielen Erzen anderer Metalle erfolgreich anwendbaren nichtchemischen Konzentrationsverfahren der sog. Erzaufbereitung spielen bei Uranerzen im allgemeinen keine hervorragende Rolle. In Einzelfällen können durch Flotation, durch elektrostatische Verfahren oder durch Schwereaufbereitung lohnende Anreicherungen erzielt werden. Meist werden die Erze jedoch nach ihrer Zerkleinerung einem naßchemischen Prozeß[2]) mit dem Ziel der Auslaugung des Uraninhalts zugeführt, wobei in einigen Fällen zuvor durch eine Röstung organische Substanzen beseitigt oder Uran in eine besser auslaugbare Form überführt worden ist. Uran kann aus Erzen auf saurem oder in besonderen Fällen auch auf alkalischem Weg ausgelaugt werden.

Bei der sauren Laugung wurde früher und wird zum Teil auch noch heute bei der Verarbeitung uranreicher Erze Salpetersäure verwandt; verbreiteter und bei armen Erzen fast ausschließlich üblich ist die Laugung mit der billigeren Schwefelsäure, meist in Gegenwart eines Oxydationsmittels, z. B. Braunstein. Stets gehen außer Uran auch andere Elemente in Lösung, die bei den heute viel verarbeiteten armen Erzen gegenüber dem Uran in der Lösung bei weitem überwiegen. Während man früher Uran bei der Verarbeitung reicher Erze von der Masse der mit in Lösung gegangenen Verunreinigungen durch den sog. Sodaprozeß abtrennte, beruhend auf der Bildung des

---

[1]) Feder, H. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 586, P/544.

[2]) Siehe dazu Fester, G. A., Die Hydrometallurgie des Urans, Stuttgart 1956.

wasserlöslichen, für Uran recht spezifischen Komplexsalzes Natrium-Uranylkarbonat, ist diese Methode für die Verarbeitung sehr uranarmer und äußerst stark verunreinigter Lösungen nicht mehr anwendbar. Für die rationelle Verarbeitung solcher Lösungen sind in den letzten Jahren zwei neue Prozesse, die sog. RIP- und SIP-Prozesse, entwickelt worden.

Der RIP-Prozeß beruht auf der Beobachtung, daß sechswertiges Uran in schwefelsaurer Lösung in Gegenwart eines Schwefelsäureüberschusses teilweise als komplexes Uranylsulfato-Anion vorliegt, und weiterhin darauf, daß durch stark basische Anionenaustauscher dieses komplexe Anion so stark gebunden wird, daß auch aus sehr verdünnten Lösungen Uran praktisch quantitativ aufgenommen wird. Dieser Prozeß ist recht selektiv, indem die meisten Verunreinigungen in Lösung bleiben und nur einige wenige, darunter Eisen, teilweise adsorbiert werden. Der Uraninhalt des Austauschers wird anschließend eluiert, z. B. durch eine Salpetersäure-Nitratlösung unter Gewinnung einer relativ reinen Uranlösung von merklich höherer Urankonzentration als in der sauren Erzlauge. Dieses Verfahren wird z. B. in Südafrika bei der Urangewinnung aus den Rückständen der Goldextraktion angewandt[1]). Eine besondere Variante dieses Prozesses besteht darin, daß auch Feststoffe enthaltende saure Laugen direkt verarbeitet werden können, wobei das in Körben befindliche Austauscherharz innerhalb der sauren Trübe mechanisch bewegt wird. Man bezeichnet diesen Prozeß in der angelsächsischen Literatur als Resin-in-pulp-Prozeß, abgekürzt RIP[2]).

Der SIP-Prozeß (solvent-in-pulp)[3]) gehört zu den Flüssig-Flüssig-Extraktionsverfahren. Das Uranylion kann mit einer Reihe organischer Verbindungen, unter denen gewisse Mono- und Di-alkyl-phosphorsäure- (bzw. pyrophosphorsäure-) Ester technische Bedeutung erlangt haben, in organischen Lösungsmitteln, z. B. Petroleum, lösliche Verbindungen bilden und so durch ein Extraktionsverfahren einer sauren Lauge entzogen werden. Es sind für die Durchführung dieses Prozesses Vorrichtungen entwickelt worden, die auch die Extraktion des Urans aus einer Feststoffe enthaltenden Lösung gestatten. Uran kann aus der organischen Lösung mit konzentrierten Säuren, z. B. Salzsäure, ausgelaugt und dabei stark konzentriert werden. Aus dieser Lösung wie übrigens auch aus dem Eluat des RIP-Prozesses kann Uran leicht quantitativ durch Natronlauge oder Ammoniak ausgefällt und dann abfiltriert werden.

Neben der sauren Laugung ist auch in gewissen Fällen eine alkalische Laugung des Uraninhalts von Erzen möglich, die auf der Bildung des oben bereits erwähnten wasserlöslichen Natrium-Uranylkarbonats beruht. Zur Laugung werden Lösungen von Soda bzw. von Soda mit Natriumbikarbonat benutzt. Die alkalische Laugung ist selektiver als die saure, da viele als Kationen vorliegende Verunreinigungen, z. B. Fe, Al, Ca, nicht zusammen mit Uran in Lösung gehen können; allerdings können anionische Verunreinigungen, z. B. Vanadat oder Phosphat, von der alkalischen Lösung aufgenommen werden. Uran muß unbedingt in der sechswertigen Form vorliegen, um mit guter Ausbeute extrahiert werden zu können. Diese Bedingung schränkt unter anderem die Anwendbarkeit der alkalischen Laugung stark ein. Vanadate, z. B. Carnotit, oder Phosphate, z. B. Torbernit, können in vielen Fällen vorteilhaft alkalisch behandelt werden. Aus der sodaalkalischen Lösung kann Uran durch Zusatz von Natronlauge quantitativ abgeschieden werden.

Die vorstehende Aufstellung ist nicht vollständig; so kann z. B. Uran aus schwefelsauren Lösungen auch noch als Uran-(IV) Phosphat ziemlich selektiv ausgefällt werden. Entsprechend der Vielfalt der Erze und der Verfahren ihrer Verarbeitung unterscheiden sich auch die gewonnenen Konzentrate in bezug auf ihre Gehalte an Uran

---

[1]) Siehe z. B. Anonym, The South African Industr. Chem. (August 1956) 183.

[2]) Hollis, R. F., McArthur, C. K., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 54, P/526. — Siehe a. Hohn, H., Chemiker-Z. **80** (1956), H. 18.

[3]) Grinstead, R. R., Shaw, K. G., u. Long, R. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 49, P/522.

und Verunreinigungen, und es kann deswegen der Begriff Urankonzentrat nicht streng definiert werden. Den höchsten Urangehalt unter den Konzentraten hat technisches Oxyd U_3O_8 mit 80 bis 83% U, verbreiteter ist Natriumuranat (in USA „yellow cake" genannt) mit 65 bis 75% in der Trockensubstanz; aber auch stärker verunreinigte Produkte mit Urangehalten hinunter bis zu 40% werden hergestellt.

Hochreinigung von Uranverbindungen. Zur Gewinnung hochreiner Uranverbindungen aus Konzentraten werden spezifische chemische Reaktionen des Urans angewandt. Von mehreren technisch möglichen Reaktionen ist wegen ihrer hohen Wirksamkeit und ihrer Wirtschaftlichkeit die Flüssig-Flüssig-Extraktion von Uranylnitrat $UO_2(NO_3)_2$, im folgenden kurz als U-N bezeichnet, durch organische Lösungsmittel besonders entwickelt worden und wird technisch fast ausschließlich angewandt. U-N unterscheidet sich mehr oder weniger stark von anderen Metallnitraten durch seine Löslichkeit in organischen Lösungsmitteln, und dieses Verhalten ist die Basis für eine Abtrennung der Verunreinigungen vom Uran.

Wird eine durch Auflösung von Urankonzentrat in Salpetersäure erhaltene wässerige Lösung von U-N mit einem geeigneten organischen Lösungsmittel in Kontakt gebracht, so kann bei sachgemäßer Durchführung der Uraninhalt der wässerigen Lösung praktisch vollständig in die organische Phase überführt werden, wobei die das Uran begleitenden Verunreinigungen je nach ihrer chemischen Natur mehr oder weniger in der wässerigen Phase zurückbleiben. Üblicherweise wird dann in einer anschließenden zweiten Stufe diese organische Lösung mit relativ wenig reinem Wasser oder reiner wässeriger Lösung gewaschen, wodurch der organischen Phase die zusammen mit dem Uran aufgenommenen Verunreinigungen sehr weitgehend entzogen werden können. In einer weiteren, dritten Stufe wird Uran aus der gereinigten organischen Phase mit viel reinem Wasser reextrahiert, so daß als Endprodukt der Flüssig-Flüssig-Extraktion eine hochreine wässerige Lösung von U-N erhalten wird. Diese drei Stufen werden technisch fast immer kontinuierlich im Gegenstrom ausgeführt; es wird dabei in jeder Stufe ein mehrfacher Kontakt zwischen den beiden Phasen herbeigeführt, wodurch sich eine wirtschaftliche Führung des gesamten Extraktionsprozesses ergibt.

Die bekanntgewordenen Verfahren unterscheiden sich voneinander einmal hinsichtlich der für die Durchführung der Extraktion verwandten Apparaturen, zum anderen durch die Art des verwandten organischen Lösungsmittels. Als solche sind für die Extraktion von U-N eine Reihe von Äthern, Estern, höheren Alkoholen, Ketonen u. a. prinzipiell geeignet; technische Bedeutung haben erlangt: Diäthyläther, Methyl-isobutyl-keton (Hexon) und Tri-normal-butyl-phosphat (TBP). Von diesen ist der hervorragend selektiv wirkende Äther wohl überall zunächst angewandt, später aber wegen einiger ungünstiger Eigenschaften (Explosionsgefahr, niedriger Siedepunkt, narkotische Wirkung) zugunsten anderer Lösungsmittel verlassen worden. Insbesondere hat TBP, vorzugsweise in den USA, technische Bedeutung erlangt, u. a. in Verbindung mit der Entwicklung von Extraktionsverfahren für die Aufarbeitung ausgebrannter Brennstoffelemente (s. 2.142). TBP ist ein ungiftiges, leicht rein erhältliches, chemisch sehr widerstandsfähiges Lösungsmittel von hohem Flamm- und Siedepunkt, das wegen seiner dem Wasser nahekommenden Dichte von 0,973 g/cm^3 und wegen seiner relativ hohen Viskosität üblicherweise im Gemisch mit einem inerten, wenig viskosen Kohlenwasserstoff von gleichfalls hohem Siede- und Flammpunkt angewandt wird. TBP nimmt, zum Unterschied von den meisten anderen in Frage kommenden Lösungsmitteln, U-N aus wässeriger Lösung leicht vollständig auf und gibt in der 2. Stufe, beim Waschen, nur wenig Uran an die Waschlösung ab. Dagegen erfordert die Reextraktion von U-N aus TBP relativ viel Wasser und einen häufigen Kontakt zwischen den beiden Phasen. Zur technischen Durchführung der Extraktion in dem oben angedeuteten Sinn ist eine Vielzahl von Apparaturen entwickelt worden, deren Beschrei-

bung hier zu weit führen würde. Es seien nur erwähnt: Pulsierende Kolonnen, Extraktionszentrifugen und Austauscher vom sog. „mixer-settler"-Typ[1]).

Was ein durchgebildetes Extraktionsverfahren zu leisten vermag, wurde in anschaulicher Weise durch ein von den USA auf der Genfer Atomenergie-Ausstellung 1955 gezeigtes Modell demonstriert[2]). In eine mit pulsierenden Kolonnen arbeitende Anlage wurde eine wässerige Lösung der Zusammensetzung 0,2 m U-N + 2 m Kupfernitrat eingespeist und als Endprodukt eine wässerige Lösung der Zusammensetzung 0,13 m U-N + 0,00003 m Kupfernitrat erhalten, wobei je rund 0,3% des Urans bei der Extraktion bzw. Reextraktion verlorengingen. Für Kupfer wurde gegenüber Uran ein Abreicherungsfaktor von über 40000 erhalten. Es muß allerdings vermerkt werden, daß nicht für alle als Verunreinigungen vorkommenden Elemente solch hohe Abreicherungsfaktoren erzielbar sind.

An die Reinigung durch ein Extraktionsverfahren schließt sich die Abscheidung des Urans aus der anfallenden, verdünnten wässerigen Lösung an, wozu verschiedene Verfahren vorgeschlagen worden sind. Das auf den ersten Blick einfachste besteht darin, die Lösung soweit einzudampfen, daß bei der Abkühlung U-N auskristallisiert, um dann die erhaltenen Kristalle durch Glühung zu Uranoxyd und Salpetersäure bzw. nitrosen Gasen zu zersetzen. Dieser Prozeß, bei dem an die Korrosionsbeständigkeit der verwandten Apparaturen hohe Anforderungen gestellt werden müssen, soll in einer neueren USA-Fabrik angewandt werden[3]).

Häufig wird für die Abscheidung des Urans eine spezifische Fällungsreaktion, die Bildung des Uranperoxyds durch Wasserstoffperoxyd, angewandt. Bei geeigneter Durchführung kann ein Produkt sehr hoher Reinheit erhalten werden. Weiterhin kann Uran quantitativ, wenn auch weniger spezifisch, mit Ammoniak als Ammoniumuranat ausgefällt werden. Bei all diesen Verfahren kann aus den nach Filtration und Auswaschung erhaltenen festen Uranverbindungen durch Erhitzung an Luft auf mittlere Temperaturen, um 400°, Urantrioxyd UO_3 bzw., bei höherer Erhitzung, Uranoxyd U_3O_8 erhalten werden.

Reduktion zum Metall. Uran gehört zu den schwer reduzierbaren Elementen, wie aus Tab. **125.1** über die freien Energien der Bildung einiger Uranverbindungen hervorgeht[4]). Die Reduktion von Uranverbindungen zum Metall ist durch Wasserstoff nicht möglich, die Einwirkung von Kohlenstoff führt zum Carbid oder zu carbidhaltigem Metall. Da Aluminium wegen der Bildung stabiler intermetallischer Verbindungen mit Uran als Reduktionsmittel nicht brauchbar ist, kommen für die Gewinnung des Metalls außer der Schmelzelektrolyse nur Reduktionsmittel wie die Alkali- und Erdalkalimetalle, d. h. für die technische Anwendung Natrium, Calcium und Magnesium in Betracht. Von diesen wird Natrium bisher technisch nicht benutzt, vermutlich wegen seiner schwierigen Handhabung,

125.1 Freie Bildungsenergie F einiger Uranverbindungen bei $T = 298$ °K

Verbindung	F kcal/mol
1/2 UO_2	— 128
1/8 U_3O_8	— 107
1/4 UF_4	— 102
1/4 UCl_4	— 58

[1]) Von Metzsch, F. A., Angew. Chemie **65** (1953), 586; **68** (1956), 323. — Gúyer, sen., A., Gúyer, A., u. Meuli, K., Helv. chim. Acta **38** (1955), 790 u. 955. — Scheibel, E. G., u. Karr, A. E., Ind. Engng. Chem. **42** (1950), 1048. — Scheibel, E. G., Chem. Ing. Techn. **27** (1955), 341. — Alders, L., Liquid-liquid-Extraction, Brüssel 1955. — Dechema-Erfahrungsaustausch, Mappe Flüssig-Flüssig-Extraktion (1954).

[2]) Arehart, T. A., Eister, W. K., u. Kelley, M. T., Uranium Processing Exhibit, Sonderheft der Genfer Atomenergieausstellung 1955.

[3]) Anonym, Chem. Engng. **62** (1955), 112. — Kopelman, B., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 175, P/531.

[4]) Kopelman, B., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 175, P/531.

wohl aber Calcium und Magnesium. In Tab. **126.**1 sind für die Reaktion einiger Uranverbindungen mit Calcium und Magnesium Werte für ΔF bei verschiedenen Temperaturen angegeben[1]):

Die Gleichgewichtslage ist bei Verwendung von Calcium stets günstig, während ΔF für Magnesium erwartungsgemäß stets geringer ist, jedoch in einigen Fällen noch groß genug, um eine brauchbare Reduktionsausbeute zu geben. Da die Uranoxyde ziemlich leicht in reiner Form erhalten werden können, liegt ihre Verwendung zur Reduktion zum Metall besonders nahe. Bei einem der frühesten technisch angewandten Verfahren zur Gewinnung von Uranmetall wurde das Oxyd U_3O_8 mit Calcium in Gegenwart von Calciumchlorid als Flußmittel umgesetzt. Bei dieser Umsetzung sind zwei der Reaktionspartner, nämlich Uranoxyd und das entstehende Calciumoxyd, bei den auftretenden Reaktionstemperaturen noch nicht geschmolzen, was u. a. zur Folge hat, daß Uran trotz Überschreitung seines Schmelzpunktes bei der Reaktion nicht regulinisch ausschmelzen kann, sondern als feines Granulat anfällt. Mit dieser Reduktionsmethode kann nur schwer hochreines, sauerstoffarmes Metall gewonnen werden, und es trat deshalb stark in den Hintergrund, als Verfahren zur Gewinnung von Uran in kompakter, regulinischer Form verfügbar wurden. Neuerdings besteht aber an der Herstellung von Uranpulver für sintermetallurgische Zwecke wieder ein gewisses Interesse. J. H. Buddery[2]) hat die Reduktion von Urandioxyd mit Calcium oder Magnesium erneut im Labormaßstab untersucht und dabei interessante Ergebnisse erhalten können.

126.1 Änderung ΔF der freien Energie bei einigen reduzierenden Reaktionen an Uranverbindungen.

Reaktion	ΔF in kcal/mol		
	289 °K	1000 °K	2500 °K
$UO_3 + 3\,Ca$	— 146	— 151	
$UO_3 + 3\,Mg$	— 122	— 115	
$UO_2 + 2\,Ca$	— 41	— 44	— 2
$UO_2 + 2\,Mg$	— 25	— 20	+ 47
$UF_4 + 2\,Ca$	— 135	— 127	— 72
$UF_4 + 2\,Mg$	— 79	— 69	— 10
$UCl_4 + 2\,Ca$	— 130	— 126	— 79
$UCl_4 + 2\,Mg$	— 52	— 44	— 12

Bei der Reduktion des Urantetrachlorids und des Fluorids durch Calcium oder Magnesium tritt keine oberhalb 1400 °C schmelzende Komponente auf, so daß bei geeigneter Reaktionsführung alle Reaktionspartner schmelzflüssig erhalten werden und Uran regulinisch ausschmelzen kann. Das Chlorid hat bisher keine technische Bedeutung erlangt, vermutlich wegen seiner Leichtflüchtigkeit und Hygroskopizität, vielleicht auch, weil daraus nur schwer ein sehr chlorarmes Metall zugänglich sein dürfte. Technische Bedeutung hat bisher, soweit bekannt, nur die Reduktion des Tetrafluorids mit Calcium oder Magnesium erlangt.

Bei der Herstellung des Tetrafluorids wird von Urantrioxyd oder Uranoxyd U_3O_8 ausgegangen, deren Gewinnung in Abschn. 2.112 (Hochreinigung von Uranverbindungen) erörtert wurde. Aus diesen höherwertigen Oxyden wird zunächst das vierwertige Oxyd UO_2 durch Reduktion mit Wasserstoff oder Ammoniakspaltgas bei Temperaturen oberhalb 600 °C unschwer erhalten. Hingegen ist die Umwandlung des Dioxyds in das Tetrafluorid nicht ganz einfach. Durch Einwirkung wässeriger Flußsäure auf das Dioxyd wird kristallwasserhaltiges Fluorid erhalten, das selbst bei sehr vorsichtiger Entwässerung durch Erwärmung teilweise hydrolysiert und kein stöchiometrisches Tetrafluorid liefert. Dieser Prozeß wird technisch anscheinend nicht mehr

[1]) Kopelman, B., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 175, P/531.
[2]) Buddery, J. H., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 24ff. Siehe dort auch Literatur über ältere Verfahren zur Reduktion von Uranoxyd.

ausgeführt, vielmehr wird heute Tetrafluorid ganz überwiegend durch Einwirkung von gasförmigem, wasserfreiem Fluorwasserstoff auf das Dioxyd bei höheren Temperaturen hergestellt. Dieser Prozeß ist, u. a. wegen der korrodierenden Wirkung des Fluorwasserstoffs bei den erforderlichen Temperaturen (500 °C und höher), in seiner Durchführung schwierig. In einer neueren amerikanischen Fabrik wird in horizontalen Öfen mit bewegtem Gut im Gegenstrom gearbeitet[1]), in Frankreich passiert das zuvor brikettierte Dioxyd einen Schachtofen im Gegenstrom zum Fluorwasserstoff[2]), während bei einem englischen Verfahren anscheinend mit ruhendem Dioxyd gearbeitet wird[3]). In Belgien[4]) ist ein andersartiger, zweistufiger Prozeß ausgearbeitet worden, bei dem zunächst bei niedrigen Temperaturen durch Einwirkung von saurem Ammoniumfluorid auf Urandioxyd Ammoniumuranfluorid gebildet und dieses anschließend bei höherer Temperatur unter Ausschluß von Luft, zweckmäßig im Vakuum, durch Absublimation von Ammoniumfluorid in das Urantetrafluorid überführt wird. Dieser Prozeß wird technisch in begrenztem Umfang angewandt. Hingegen hat die Gewinnung des Tetrafluorids durch Einwirkung organischer Fluorverbindungen aus der Reihe der Freone[5]) keine technische Bedeutung erlangen können, vermutlich wegen des hohen Preises dieser Fluorationsmittel.

Es sei an dieser Stelle darauf verwiesen, daß vom Endprodukt der Hochreinigung bis zum Tetrafluorid drei Verfahrensstufen, nämlich Glühung, Reduktion und Fluoration, durchzuführen sind, bei denen eine stärkere Verunreinigung des Urans unbedingt vermieden werden muß. Diese Forderung stellt an Material und Konstruktion der zu verwendenden Vorrichtungen nicht ganz leicht zu erfüllende Ansprüche.

Die Reduktion des Tetrafluorids mit Calcium ist vermutlich zuerst in den USA von H. A. Wilhelm und Mitarbeitern[6]) vorgenommen worden; eine genauere Beschreibung gibt van Impe[7]). Danach wird in einen konischen Stahlbehälter unten, in den engeren Teil, ein Tiegel aus gesintertem Calciumfluorid eingesetzt, an den sich nach oben hin lückenlos eine durch Einstampfen von pulverförmigem Calciumfluorid gebildete Ausfütterung anschließt. Eine Mischung des Tetrafluorids mit überschüssigem, fein zerspantem Calcium wird in das Reaktionsgefäß eingebracht und die Mischung in der Kälte gezündet. Die Reaktion läuft unter lebhafter Wärmeentwicklung ab, wobei die Reaktionsteilnehmer völlig schmelzen, wenn genügend Reaktionsmasse eingesetzt wird. Das geschmolzene, spezifisch schwere Uranmetall sammelt sich in dem unten eingesetzten Tiegel und kann nach völligem Erkalten mechanisch leicht von der Schlacke getrennt werden. Bei Ansätzen mit 25 kg Uranelement und mehr können bei geeigneter Durchführung Metallausbeuten von 96 bis 98 % erzielt werden. Eine wesentliche Voraussetzung für gute Ausbeuten und ungestörten Reaktionsablauf ist die völlige Fernhaltung von Feuchtigkeit. Zur Erzielung ausreichender Reinheit müssen verständlicherweise an die Qualität des als Reduktionsmittel verwandten Calciums hohe Forderungen gestellt werden.

Die Reduktion des Tetrafluorids durch Magnesium ist gleichfalls von der obenerwähnten Gruppe von H. A. Wilhelm untersucht und in die Technik eingeführt worden. Die Gründe für die Anwendung von Magnesium statt Calcium sind dessen merklich niedrigerer Preis, die leichtere Reindarstellung und einfachere Handhabung. Die Reduktion mit Magnesium ist jedoch wesentlich schwieriger als die mit Calcium. Dies liegt teilweise an dem oben schon erwähnten geringeren Reduktionspotential

[1]) Anonym, Chem. Engng. **62** (1955), 112.
[2]) Goldschmidt, B., u. Vertes, P., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 152, P/341.
[3]) Grainger, L., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 149, P/407.
[4]) Van Impe, J., Chem. Engng. Progr. **50** (1954), 230.
[5]) Siehe dazu Katz, J., u. Rabinowitsch, E., The Chemistry of Uranium I, New York 1951, S. 362.
[6]) Wilhelm, H. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 162, P/817.
[7]) Van Impe, J., Chem. Engng. Progr. **50** (1954), 230.

des Magnesiums, weswegen i. a. größere Chargen als mit Calcium gefahren und diese Chargen auf etwa 600° vorgeheizt werden müssen. Eine weitere Schwierigkeit liegt darin, daß der Siedepunkt des Magnesiums (1107 °C) niedriger liegt als der Schmelzpunkt der entstehenden Schlacke (MgF_2, 1220 °C). Da nun zu einer sauberen Trennung von Metall und Schlacke alle Komponenten geschmolzen sein müssen, muß eine Temperatur oberhalb des Schmelzpunktes von Magnesiumfluorid und damit oberhalb des Siedepunktes von Magnesium erreicht werden. Um dessen Verdampfung zu verhindern, muß die Reduktion in geschlossenen Druckbomben ausgeführt werden. Eine Reihe weiterer, wichtiger Dinge, wie z. B. Schüttdichte und Sauerstoffgehalt des Tetrafluorids, besondere Eigenschaften der Ausfütterung u. a., sind zu beachten, um bei dieser schwierig durchzuführenden Reaktion zu befriedigenden Ausbeuten zu kommen. Dieses Verfahren ist lange auf die USA beschränkt geblieben, soll jedoch jetzt in Großbritanien eingeführt werden, während in den anderen uranerzeugenden Ländern noch mit Calcium reduziert wird. Das nach der einen oder anderen Methode erhaltene kompakte Metall wird mechanisch von Schlacke befreit und dem Schmelzen und Gießen zugeführt (s. 2.122).

Abschließend einige Bemerkungen über die schmelzelektrolytische Darstellung von metallischem Uran[1]). Da sich die Uranoxyde in geschmolzenen Salzen nicht auflösen, kommen nur salzartige Uranverbindungen in Betracht. In dem einzigen Verfahren, das vorübergehend technische Bedeutung erlangen konnte, wurde UF_4 bzw. KUF_5 in einer Schmelze von Calciumchlorid-Natriumchlorid elektrolysiert. Es wurde in einem Graphittiegel (Anode) bei etwa 900 °C gearbeitet und an der Kathode (Molybdän) feinverteiltes Uranmetall erhalten. Dieses Metall muß durch Waschen mit Wasser und häufiges Dekantieren von den anhaftenden, nur teilweise wasserlöslichen Salzresten befreit werden, was langwierig ist und zu schlechten Uranausbeuten führt. Dieses elektrolytische Verfahren ist daher gegenüber der Reduktion mit Calcium oder Magnesium nicht konkurrenzfähig. Eine Elektrolyse oberhalb des Schmelzpunktes von Uran zur Abscheidung von kompaktem Metall wird nirgends erwähnt; ihrer Durchführung stellen sich wahrscheinlich viele und kaum überwindbare Schwierigkeiten entgegen. Neuerdings ist von einer Darstellung sehr reinen Metalls durch Schmelzelektrolyse von Uranchlorid in einem LiCl-KCl-Eutektikum unter Verwendung von Urananoden berichtet worden[2]). Die Bedingungen dieser Elektrolyse kommen für eine technische Anwendung nicht in Betracht.

Eigenschaften von Uranmetall. Uran ist ein silberweißes Metall, das sich an der Luft in wenigen Stunden mit einer dunklen, blauen oder braunen, sich allmählich verstärkenden Oxydschicht überzieht. Es ist gegen Chemikalien wenig beständig, wird schon von Wasser angegriffen, von Säuren je nach deren Natur mehr oder weniger lebhaft.

Einige physikalische Daten sind in Tab. **A** 9, angegeben.

Herstellung von Uranoxyd und Urancarbid. Alpha-Uran ist im Strahlungsfeld der Reaktoren wenig stabil, und es wird deswegen zunehmend die Verwendung von Uranverbindungen diskutiert. Solche Verbindungen sollen Uran in möglichst hoher Dichte enthalten, hohe Schmelzpunkte haben, strukturbeständig und möglichst korrosionsfest sein, sie sollen gute Wärmeleitfähigkeit und Temperaturwechselbeständigkeit sowie mechanische Festigkeit aufweisen, schließlich soll Uran in diesen Verbindungen an Elemente mit geringem Einfangquerschnitt für langsame Neutronen gebunden sein. Diese Forderungen werden mehr oder weniger gut von zwei Verbindungen, dem

---

[1]) Siehe dazu die zusammenfassende Darstellung von Buddery, J. H., u. Hedger, H. J., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 33 bis 38.

[2]) Blumenthal, B., u. Noland, R. A., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 62ff.

Urandioxyd UO_2 und dem Uranmonocarbid UC, erfüllt, die zur Verwendung in Brennstoffelementen in geeignete keramische Körper zu überführen sind.

Die Herstellung von pulverförmigem UO_2 ist bereits in 2.112 behandelt worden. UO_2 schmilzt bei etwa 2500 °C, hat eine Röntgendichte von 10,97 g/cm³, kristallisiert im CaF_2-Gitter und ist hinreichend struktur- und korrosionsbeständig, allerdings empfindlich gegen Oxydation. Über Versuche zur Herstellung keramischer Körper aus UO_2 berichten Murray und Livey[1]), deren Arbeit die folgenden Angaben entnommen worden sind.

Wie viele andere reine Oxyde ist auch UO_2 unplastisch. Um gießfähige Schlicker zu erhalten, muß dem Dioxyd entweder ein Plastifizierungsmittel zugesetzt werden, oder es muß mit Salzsäure vorbehandelt und auf ein p_H von 2 bis 3 gebracht werden. Für Sinterversuche können einfach geformte kleinere Körper auch kalt gepreßt werden. Geeignete Korngröße, Kornform sowie Korngrößenverteilung sind für gute Sintereigenschaften wie zur Erzielung einer hohen Dichte wichtig, außerdem auch die Zusammensetzung des Dioxyds. Das Gebiet $UO_{2,0}$ bis $UO_{2,2}$ ist einphasig, wobei die Dimensionen der kubischen Zelle unabhängig vom Sauerstoffgehalt sind. Bei Verwendung von Oxyd mit 2,13 mol Sauerstoff konnten die Verfasser durch halbstündige Sinterung bei 1400 °C eine befriedigende Dichte von rund 10 g/cm³ erreichen, während mit $UO_{2,0}$ unter sonst gleichen Bedingungen Sinterkörper mit einer Dichte von nur 7,25 g/cm³ erhalten wurden. Zur Vermeidung einer Oxydation des Urandioxyds wurde die Sinterung in inerter Gasatmosphäre vorgenommen. Die Verfasser führten auch Versuche der Drucksinterung von Dioxyd aus.

Hochgesinterte dichte Stücke mit 9% Porenvolumen hatten ein Wärmeleitvermögen von 0,021 cal/s cm °C bei 100 °C und von 0,01 cal/s cm °C bei 600 °C. Die Biegefestigkeit wurde zu 1120 kp/cm², der Elastizitätsmodul zu 1,75 bis $2,1 \cdot 10^6$ kp/cm² bestimmt, beide also etwa halb so groß wie bei gesintertem Aluminiumoxyd. Auch die Temperaturwechselbeständigkeit der Sinterkörper ist gering.

Mit der Herstellung und den Eigenschaften von Urancarbid und von Uran-Urancarbid-Cermets haben sich Murray und Mitarbeiter[2]) befaßt. Von den Urancarbiden kommt in erster Linie das bis zu seinem Schmelzpunkt bei 2250 °C kubisch kristallisierende Monocarbid UC in Betracht, und zwar wegen seiner großen Dichte (Röntgendichte 13,63 g/cm³), seines geringen Gehalts an Kohlenstoff, seines das metallische Uran noch um 30% übersteigenden Wärmeleitvermögens und wegen seiner (zum Unterschied von UC_2) Beständigkeit gegen Luftfeuchtigkeit. UC ist ziemlich spröde und hat ebenfalls nur geringe Temperaturwechselbeständigkeit.

Das Monocarbid kann aus Urandioxyd und Graphit bei 1900 °C im Vakuum unter Zusammensintern erhalten werden. Zweckmäßig wird dabei der Kohlenstoffgehalt etwas unter dem theoretischen Wert gehalten, damit kein UC_2 entsteht. Das Sinterprodukt wird pulverisiert, das Pulver hat eine Dichte von 12,38 bis 12,55 g/cm³, entsprechend einer Mikroporosität der Partikel von etwa 8%. Teilchen von einer Größe unter 40 µm sind pyrophor und müssen unter geeigneten Flüssigkeiten gehandhabt werden. Pulver dieser Art können bei Temperaturen oberhalb 1600 °C durch Preßsinterung oder auch drucklos gesintert werden. Bei Kaltpressung und Sinterung bei 2000 °C im Vakuum oder unter Argon konnten Dichten von 12,0 bis 12,1 g/cm³, entsprechend einem Porenanteil von etwa 12%, erhalten werden. Auf diesem Wege sind, unter Verwendung von Cetylalkohol als Plastifizierungsmittel, auch bereits Rohre aus UC hergestellt worden.

---

[1]) Murray, P., u. Livey, D. T., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 448ff.

[2]) Barnes, E., Munro, W., Thackray, R. W., Williams, J., u. Murray, P., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 435ff.

2.113 Thorium

Vorkommen. Die Erdkruste enthält durchschnittlich 11,5 g/t Thorium. Thorium ist damit merklich häufiger als Uran und etwas seltener als Kobalt und Blei. Thorium bildet mehrere selbständige Mineralien, von denen eines, der Monazit, ein Phosphat der seltenen Erden mit 4 bis 9% ThO_2, überragende technische Bedeutung erlangt hat. Der Monazit findet sich in Gestalt kleiner Kristalle in vielen Urgesteinen; diese Kristalle werden bei der Verwitterung der Gesteine frei und werden vom Wasser in Flüsse und ins Meer befördert, wo sie sich auf Grund ihrer relativ hohen Dichte an manchen Stellen anreichern und in sandiger Form zusammen mit anderen mineralischen Sanden (Quarz, Ilmenit, Granat) ablagern. Bedeutende Lager solcher Monazitsande befinden sich an den Küsten Vorderindiens und an der Nordostküste Brasiliens. Der Monazit kann von seinen Begleitmineralien auf Grund seiner höheren Dichte sowie durch magnetische und elektrostatische Methoden recht vollständig abgetrennt werden. Dieser angereicherte Monazitsand ist der hauptsächliche Rohstoff der Thoriumindustrie, die wegen der Verwendung von z. B. Thoriumoxyd in Gasglühkörpern schon vor der Entwicklung der Kerntechnik bestanden hat.

Gewinnung von Thoriummetall. Monazitsand kann durch Einwirkung heißer konzentrierter Schwefelsäure unter Bildung der Sulfate des Thoriums und der seltenen Erden bei Freisetzung von Phosphorsäure aufgeschlossen werden. Durch Auflösung der Aufschlußmasse in Wasser und fraktionierte basische Fällung kann das schwächer basische Thorium praktisch vollständig unter Mitausfällung nur eines Teils der seltenen Erden abgeschieden werden. Auf diesem Wege sind Konzentrate erhältlich, in denen das Verhältnis Thorium zu seltenen Erden gleich eins oder größer ist. Neben diesem sauren Aufschlußverfahren ist auch ein alkalisches bekannt geworden, bei dem Monazitsand durch heiße konzentrierte Natronlauge in die Hydroxyde des Thoriums und der seltenen Erden sowie in Trinatriumphosphat überführt wird. Nach Auflösung der abgetrennten Hydroxyde in Salzsäure kann wiederum durch fraktionierte basische Fällung ein Thoriumkonzentrat gewonnen werden. Aus diesen Konzentraten können durch wiederholte basische Fällungen oder durch fraktionierte Kristallisation geeigneter Salze Thoriumverbindungen mit nur wenigen Hundertsteln Prozenten seltener Erden, wie sie schon seit Jahrzehnten zur Herstellung von Gasglühkörpern handelsüblich sind, gewonnen werden. Eine neuere Reinigungsmethode, durch die seltenen Erden bis auf wenige ppm abgereichert werden können, beruht ähnlich wie beim Uran (s. 2.112, Hochreinigung von Uranverbindungen) auf einem Flüssig-Flüssig-Extraktionsverfahren, bei dem Thoriumnitrat durch Trinormalbutylphosphat in Gegenwart von freier Salpetersäure und gewissen Nitraten extrahiert werden kann. Aus der organischen Lösung wird durch Reextraktion mit Wasser hochreine wässerige Nitratlösung erhalten. Thorium wird aus dieser Lösung meist mit Oxalsäure als unlösliches Oxalat abgeschieden, das durch Glühen an der Luft in das Oxyd ThO_2 überführt wird. Für die Gewinnung des Fluorids ThF_4 aus diesem Oxyd sind ähnliche Methoden wie bei Uran anwendbar (s. 2.112, Reduktion zum Metall).

Die Bindungsfestigkeit der Thoriumverbindungen ist höher als die entsprechender Uranverbindungen. Da weiterhin der Schmelzpunkt des Thoriums mit etwa 1750 °C um rund 600° über dem des Urans liegt, ist die Reduktion von Thoriumverbindungen zum Metall schwieriger als beim Uran. Während die Umsetzung von Urantetrafluorid mit Calcium bei genügend großen Umsätzen mit guter Ausbeute zu einem regulinisch ausschmelzenden Metall führt, kann bei der analogen Umsetzung ThF_4-Ca kein regulinisches Metall gewonnen werden. Diese Reaktion konnte von H. A. Wilhelm und Mitarbeitern[1]) durch Zusatz von wasserfreiem Zinkchlorid zur ThF_4-Ca-Charge sowie Vorerhitzung des Reaktionsgemisches bis zum Eintritt der Reaktion entscheidend

[1]) Wilhelm, H. A., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 213.

verbessert werden. Die Reaktion: $ZnCl_2 + Ca = Zn + CaCl_2$ ist stark exotherm und trägt zur Aufheizung der Reaktionsmasse bei („thermal booster"). Zink legiert sich mit Thorium zu einer relativ niedrig schmelzenden Legierung, während Calciumchlorid Viskosität und Schmelzpunkt des sich aus der Umsetzung von ThF_4 mit Ca hauptsächlich bildenden Calciumfluorids herabsetzt. Diese Reaktion muß allerdings zur Verhinderung einer Verdampfung von Zink in geschlossenen Druckbomben vorgenommen werden, führt dann aber in guter Ausbeute zu einem Th-Zn-Regulus, aus dem im Hochvakuum Zink unter Hinterlassung von Thoriumschwamm abdestilliert werden kann. Dieser Schwamm wird in den USA in Chargen von 120 kg induktiv in Berylliumoxydtiegeln geschmolzen.

Die Reduktion von Thoriumoxyd durch Calcium in Gegenwart von Calciumchlorid, ein von Marden und Rentschler[1]) entwickelter Prozeß, wird in der Sowjetunion ausgeführt[2]). Etwa 90% des eingebrachten Oxyds werden zum pulverförmigen Metall reduziert, das durch anschließende Behandlung mit Salpetersäure unter Verlust von etwa 10% des Metalls zu 99,5 bis 99,8%igem Metall raffiniert werden kann. Auch in den USA ist dieser Prozeß weiterentwickelt worden[3]).

Für die Gewinnung des Thoriums wird auch ein schmelzelektrolytisches, ursprünglich von Driggs und Lilliendahl[4]) ausgearbeitetes Verfahren unter Verwendung von Thoriumfluorid bzw. Alkali-Thoriumfluorid ausgeübt, und zwar sowohl in den USA wie in der Sowjetunion[5]). Es soll ein Produkt ähnlicher Qualität wie bei der Reduktion des Oxyds mit Ca erhalten werden. Darüber hinaus werden in den USA[6]) noch weitere Verfahren auf der Basis des Thoriumchlorids untersucht. Schließlich sei noch erwähnt, daß hochreines Thorium durch Zersetzung seines Jodids in einem van Arkel-Verfahren gewonnen werden kann. Diese kurze Aufzählung soll dartun, daß zum Unterschied vom Uran die technische Herstellung von metallischem Thorium noch ziemlich im Fluß ist.

Eigenschaften von Thoriummetall. Reines, frisch geschnittenes Thoriummetall hat silbrigen Glanz, bei längerem Stehen an der Luft wird das Metall dunkelgrau. Von Wasser und Säuren wird Thorium zwar angegriffen, jedoch wesentlich langsamer als Uran. Thorium ist ein duktiles Metall, auch wenn es merkliche Mengen Oxyd enthält, und unterscheidet sich damit wesentlich von Zirkonium und Titan. Thorium ist so weich, daß es mit einem Messer geritzt werden kann.

Nachstehend einige physikalische Eigenschaften:

Dichte: berechnet 11,72 g/cm^3, gegossenes Metall 11,5 bis 11,6 g/cm^3.

Struktur: kubisch-flächenzentriert a_0 (25 °C) = 5,086 ± 0,0005 Å bis 1400 °C; kubisch-raumzentriert a_0 (1450 °C) = 4,11 ± 0,01 Å von 1400° bis zum Schmelzpunkt.

Schmelzpunkt: 1750 °C.

Herstellung von Thoriumoxydkeramik. Wenn auch Thoriummetall viel strukturbeständiger als Uran ist, so ist doch seine Darstellung schwierig und kostspielig. Die Verwendung von Thoriumoxyd erscheint deshalb diskutabel, insbesondere auch, weil die Dichte des Oxyds (berechnet aus Röntgendaten zu 10,15 g/cm^3) der des Metalls ziemlich nahekommt. Wie UO_2 kristallisiert auch ThO_2 im CaF_2-Gitter, der Schmelzpunkt liegt bei 3050 °C. Die Herstellung keramischer Körper aus ThO_2 ist von Murray und Livey beschrieben worden[7]). Diese Autoren konnten durch geeignete Korn-

[1]) Marden, J. W., u. Rentschler, H. C., Ind. Eng. Chem. **19** (1927), 97.
[2]) Meyerson, G. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 188, P/635.
[3]) Rentschler, H. C. u. Lilliendahl, W. C., Ind. Eng. Chem. **22** (1930), 1302.
[4]) Driggs, F. H., u. Lilliendahl, W. C., Ind. Eng. Chem. **22** (1930), 1302.
[5]) Kaplan, G. E., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 269.
[6]) Wilhelm, H. A., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 212.
[7]) Murray, P., u. Livey, D. T., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 452ff.

größenverteilung der Ausgangsstoffe nach Vorsinterung bei 1350 °C und kurzzeitiger Nachsinterung bei 1825 °C Körper mit einer Dichte von 9,64 g/cm³ herstellen. Eine weitere Erhöhung der Dichte konnte durch Zusatz von 0,5 Gew.-% Calciumoxyd zum Thoriumoxyd erreicht werden. Nach einstündigem Sintern bei 1750 °C konnten 96% der theoretischen Dichte erreicht werden, gegenüber 86% ohne Zusatz von Calciumoxyd.

Sehr gute Resultate konnten auch durch Heißpressen, insbesondere von basischem Thoriumkarbonat, erzielt werden. Wärmeleitfähigkeit und Temperaturwechselbeständigkeit von ThO_2-Körpern sind ähnlich wie bei UO_2.

2.114 Plutoniummetall

Bei der Aufarbeitung ausgebrannter Brennstoffelemente (s. 2.14) wird Plutonium von Uran und Spaltprodukten getrennt und in Form einer reinen Verbindung gewonnen. Beschreibungen der Reduktion von Plutoniumverbindungen zum Metall liegen nicht vor. Coffinberry und Waldron[1]) erwähnen, daß PuF_3 zum Metall reduziert werden kann. Bei der Herstellung kleiner Mengen ist anscheinend das Reduktionsmittel, z. B. metallisches Lithium, in Dampfform angewandt worden, während sonst wohl in geschlossenen Bomben reduziert wird. Auch eine schmelzelektrolytische Darstellung ist möglich, wobei das relativ niedrig schmelzende Plutonium flüssig abgeschieden werden kann. Alle diese Umsetzungen erfolgen wegen der geringen kritischen Masse des Plutoniums nur in kleinem Maßstab.

Plutonium hat zwischen Raumtemperatur und seinem relativ niedrigen Schmelzpunkt (640 °C) sechs Kristallmodifikationen, von denen sich die Delta-Modifikation bei Erwärmung kontrahiert. Der elektrische Widerstand aller Phasen ist hoch und erinnert mehr an einen Halbleiter als an ein Metall. Plutonium ist ein sehr reaktionsfähiges Element, so daß die Auffindung eines geeigneten Materials für Schmelztiegel ziemliche Schwierigkeiten bereitet. An der Luft überzieht sich das Metall mit einer Oxydschicht, die aber bei größerem Feuchtigkeitsgehalt der Luft das Metall nicht vor weiterer Oxydation schützt. Fein verteiltes Metall ist pyrophor. Pu ist ein starker Alpha-Strahler, weswegen seine Handhabung außerordentliche Vorsichtsmaßnahmen erfordert.

Einige physikalische Eigenschaften sind in Tab. **132.1** aufgeführt.

132.1 Einige physikalische Daten von Plutonium-Modifikationen

Phase	Struktur	Umwandlungstemperatur °C	Dichte berechnet g/cm³
Alpha	monoklin	122	19,82
Beta	unbekannt	206	—
Gamma	flächenzentriert-orthorombisch	319	17,14
Delta	flächenzentriert-kubisch	451	15,92
Delta	raumzentriert-tetragonal	478	16,00
Epsilon	raumzentriert-kubisch		16,51

Über intermetallische Verbindungen und Zweistoffdiagramme des Plutoniums liegen Veröffentlichungen aus den USA und der Sowjetunion vor[2]).

[1]) Coffinberry, A. S., u. Waldron, M. B., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels I, London 1956, S. 357ff.

[2]) Coffinberry, A. S., u. Ellinger, F. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 138, P/826. — Konobejewskij, S. T., Konf. zur friedl. Verwertung der Atomenergie, Moskau 1. bis 5. 8. 1955, Band Chemie, S. 362ff.

2.12 Herstellung von Brennelementen*)

2.121 Allgemeines

Definition. Brennelemente heißen diejenigen Teile eines heterogenen Reaktors, in denen die Spaltprozesse der gelenkten Kettenreaktion ablaufen und von deren Oberfläche die dabei frei werdende thermische Energie in ein Kühlmittel abgeführt wird.

Aufbau. Brennstoffe und Spaltstoffe. Der wesentliche Bestandteil eines Brennelements ist der „Brennstoff", d. h. dasjenige Material, das in unterschiedlicher Konzentration spaltbare Atome, den „Spaltstoff", enthält.

Die wichtigsten Brennstoffe sind Uran und seine Verbindungen, vor allem Uranoxyd und Urankarbid, weiterhin Plutonium und Plutoniumverbindungen.

Die wichtigsten Spaltstoffe sind die Uranisotope U^{233} und U^{235}, außerdem Pu^{239}.

In Abhängigkeit von der besonderen Konstruktion der Reaktoren werden verschiedene Konzentrationen der Spaltstoffe im Brennstoff verwandt. Eine untere Grenze stellt die Konzentration des spaltbaren Uranisotops U^{235} in natürlichem Uran (0,715%) bzw. seinen Verbindungen dar. In der gegenwärtigen ersten Phase der Reaktorentwicklung wird Uran mit natürlichem Isotopenverhältnis vor allem als Uranmetall verwandt, z. B. in gasgekühlten Leistungsreaktoren (Calder-Hall-Typ). In wassergekühlten Reaktoren vom Siede- bzw. Druckwassertyp werden aus technischen Gründen, vor allem zur Erzielung kleiner Volumina der Brennelementeinheiten, vorwiegend Uranverbindungen mit angereichertem U^{235} verwandt. Die Anreicherungsgrade liegen zwischen wenigen Prozenten und 90% U^{235}, wobei aus ökonomischen Gründen die Verwendung niedriger Anreicherungen angestrebt wird.

Die Verwendung von Plutonium und seinen Verbindungen in Brennelementen steht noch in den ersten Anfängen, da ihr auf Grund der ungünstigen physikalischen und technologischen Eigenschaften dieses Elements (s. 2.114) sehr große technische Schwierigkeiten entgegenstehen.

Ummantelung. Die in dem Brennstoff durch die Spaltprozesse frei werdende thermische Energie muß durch eine Oberflächenkühlung abgeführt werden. Bei den bisher üblichen Ausführungen wird der Brennstoff nicht unmittelbar mit dem Kühlmittel (Gas, Wasser oder Dampf) in Kontakt gebracht, sondern mit einem Mantel (can) umgeben, und zwar im wesentlichen aus zwei Gründen:

1. Durch den Spaltprozeß entstehen im Brennstoff eine Reihe aktiver Elemente, deren Eindringen in das Kühlmittel und die damit verbundene Verteilung über den gesamten Kühlkreislauf eine Vielzahl von Schwierigkeiten mit sich bringen würde. Durch eine dichte Umhüllung des Brennstoffes kann dies wirkungsvoll verhindert werden.

2. Die Mehrzahl der Brennstoffe ist gegen gewisse Kühlmittel, insbesondere Wasser, bei den Reaktorbetriebstemperaturen nicht hinreichend beständig, so daß aus Korrosionsgründen ein Schutz des Brennstoffes gegen die Einwirkung des Kühlmittels erforderlich ist.

Als Mantelmaterialien werden überwiegend Metalle verwandt, deren Auswahl dadurch sehr beschränkt ist, daß außer den Anforderungen hinsichtlich Korrosionsbeständigkeit und günstiger technologischer Eigenschaften die zusätzliche Forderung nach geringem Einfangquerschnitt für Neutronen gestellt werden muß, insbesondere bei solchen Reaktoren, die mit niedrigen Spaltstoffkonzentrationen und damit empfindlicher Neutronenbilanz arbeiten. Die wichtigsten Mantelmaterialien sind derzeit für

*) Verfaßt von G. Schneider, Wolfgang bei Hanau.

gasgekühlte Reaktoren Magnesium und seine Legierungen, für wassergekühlte Reaktoren im Gebiet niedriger Temperaturen (bis 130 °C) Aluminium und seine Legierungen, für höhere Kühlwassertemperaturen Zirkonlegierungen (bis 350 °C) und Edelstähle. Für gasgekühlte Reaktoren wird voraussichtlich Beryllium als Mantelmaterial eine wesentliche Bedeutung erhalten können, für wassergekühlte Reaktoren Niob.

Anforderungen. Die Leistungsfähigkeit eines Reaktors wird zu einem sehr wesentlichen Teil durch die Eigenschaften der Brennelemente bestimmt. Von ihnen muß gefordert werden, daß sie einen möglichst hohen Abbrand des im Brennstoff enthaltenen Spaltmaterials ermöglichen, ohne Veränderungen zu erleiden, die den sicheren Betrieb des Reaktors stören könnten. Im Falle von Leistungsreaktoren kommt die weitere Forderung hinzu, daß der Abbrand des spaltbaren Materials verhältnismäßig schnell erfolgen soll, um hohe Leistungen aus kleinen Volumina zu erzielen, weswegen eine hohe thermische Belastbarkeit des einzelnen Brennelements angestrebt wird. Weiterhin besteht bei diesen Reaktoren der Wunsch, bei möglichst hoher Temperatur des Kühlmittels zu arbeiten, um damit den thermodynamischen Wirkungsgrad des Kraftwerks zu erhöhen. Schließlich muß auch die sehr wesentliche Forderung nach einer ökonomisch günstigen Ausführungsform gestellt werden, wobei nicht nur die Herstellung der Elemente, sondern zugleich auch deren Aufarbeitung nach der Entfernung aus dem Reaktor berücksichtigt werden muß.

Die Gesamtheit dieser Forderungen bedeuten für Form und Aufbau der Brennelemente wesentliche Einschränkungen:

1. Der verwandte Brennstoff muß weitgehend frei von solchen Verunreinigungen sein, die bei den Spaltprozessen entstehenden Neutronen, die für die Weiterführung der Kettenreaktion wichtig sind, einfangen können. Dies ist insbesondere für thermische Reaktoren wichtig, wenn Brennstoffe mit verhältnismäßig geringer Spaltstoffkonzentration verwandt werden, wie z. B. Natururan oder seine Verbindungen (s. 2.111).

2. Die unvermeidbare strukturelle Schädigung des Brennstoffes unter der Einwirkung des Strahlungsfeldes (s. 2.4) darf zu keinen mechanischen Deformationen des Elements führen, die dessen Funktion im Reaktor gefährden.

3. Um die im Brennelement entstehenden Temperaturgradienten gering zu halten und zugleich den Abtransport der frei werdenden Energie zu erleichtern, muß ein günstiges Verhältnis von Oberfläche und Volumen des Brennstoffs angestrebt werden.

4. Der Einfangquerschnitt des zur Ummantelung verwandten Materials muß niedrig sein, seine Reinheit in bezug auf neutronenabsorbierende Verunreinigungen möglichst hoch.

5. Der mechanische Aufbau des Elements muß eine ausreichende Stabilität besitzen, um die infolge des Eigengewichts, des Kühlmitteldrucks und des inneren Temperaturgradienten auftretenden Kräfte aufzunehmen.

6. Der Wärmeübergang vom Brennstoff zum Mantel muß gut sein, so daß örtliche Überhitzungen, die zu einer schädlichen thermischen Beanspruchung des Brennstoffs führen könnten, vermieden werden.

7. Das mit dem Kühlmittel in Kontakt befindliche Mantelmaterial muß einen hinreichenden Korrosionswiderstand besitzen, um während der Lebensdauer des Brennelements einen unmittelbaren Kontakt zwischen Kühlmittel und Brennstoff mit Sicherheit zu verhindern.

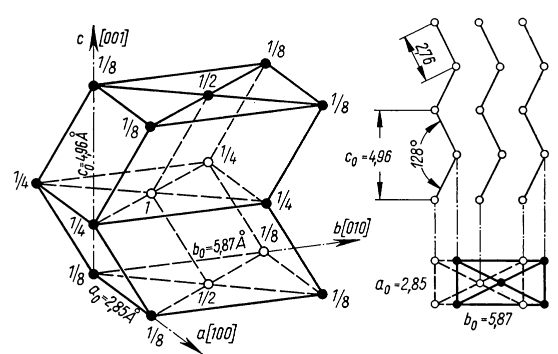
Die Möglichkeit der Erfüllung dieser verschiedenen Forderungen hängt sehr stark von der Aufgabenstellung und den Gesamtbedingungen im jeweiligen Reaktor ab. Insbesondere sind ausschlaggebend die vorgesehenen Oberflächentemperaturen der Brennelemente sowie die geforderte maximale Wärmestromdichte.

2.122 Brennstoffe

Uranmetall. Physikalische und technologische Eigenschaften. Uranmetall hat auf Grund der Elektronenkonfiguration im Uranatom eine komplizierte Kristallstruktur, die eine Reihe außergewöhnlicher physikalischer und technologischer Eigenschaften bedingt, wie sie in den Monographien von J. J. Katz und E. Rabinowitch[1]) und H. M. Finniston und J. P. Howe[2]) in übersichtlicher Weise zusammengestellt sind. Einige der wichtigsten Eigenschaften sind in Tab. **A** 9 und **A** 10 aufgeführt.

Die Besonderheiten der Gitterstruktur von Uranmetall sind von entscheidender Bedeutung für die Verwendungsmöglichkeit als Brennstoff. Das Metall hat drei stabile allotrope Modifikationen, α, β und γ, von denen die bei Raumtemperatur bis zu 668 °C beständige orthorhombische Alpha-Form sowie die zwischen 668 °C und 774 °C stabile tetragonale Beta-Form die typischen Kennzeichen eines Übergangsmetalls haben, während die Hochtemperaturmodifikation γ im Existenzgebiet oberhalb 774 °C bis zum Schmelzpunkt dank ihres kubischen raumzentrierten Gitters echt metallischen Charakter hat.

Besonders wichtig sind die Eigenschaften der Alpha-Phase, da sie in demjenigen Temperaturgebiet stabil ist, das der Brennstofftemperatur der heute meist üblichen Reaktoren entspricht. Die orthorhombische Elementarzelle der Alpha-Modifikation (Fig. **135.**1) mit den Gitterkonstanten $a = (2{,}8541 \pm 0{,}003)$ Å; $b = (5{,}8692 \pm 0{,}0015)$ Å; $c = (4{,}9563 \pm 0{,}004)$ Å bei 25 °C[3]) enthält vier Atome, von denen jedes zwar die gleiche Umgebung mit derselben Konfiguration besitzt, die jedoch ein nach zwei Orientierungen gerichtetes Schichtengitter aufbauen. In der Projektion auf die (100)-Ebene erkennt man die gewellten (010)-Ebenen im Schnitt als zickzackförmig in einem Winkel von 128° geknickte Atomketten, die untereinander parallel aufgestapelt sind. Die interatomaren Entfernungen der vier nächsten Nachbarn eines Atoms auf einer Wellenebene sind 2,76 Å und 2,85 Å; man schreibt den Bindungen in der (010)- und (110)-Ebene kovalenten, denen in der [010]-Richtung dagegen bevorzugt metallischen Charakter zu (interatomare Entfernung zweier Schichten 3,25 Å).

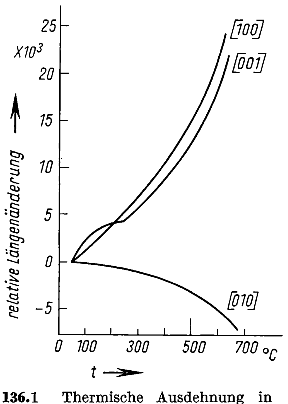


135.1 Elementarzelle und Kettenstruktur des Alpha-Urans

Diese starke Anisotropie des Alpha-Urans äußert sich in den Unterschieden der thermischen Ausdehnungskoeffizienten eines Alpha-Einkristalls in den verschiedenen Achsenrichtungen (Fig. **136.**1). Er ist in den Richtungen der dichtest besetzten Ebenen (100) und (001) positiv und annähernd gleich groß, in der Richtung [010] dagegen deutlich negativ und stark temperaturabhängig. Diese Anomalien lassen sich durch die Annahme von Fehlstellen der Struktur erklären, wodurch der Sprung eines Elek-

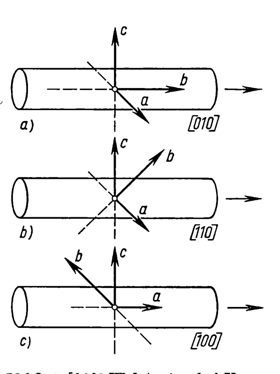
[1]) Katz, J. J., u. Rabinowitch, E., Chemie des Urans, New York 1951.
[2]) Finniston, H. M., u. Howe, J. P., Metallurgy and Fuels I, Kap. 7, Fuel Elements, London 1956.
[3]) Gurinsky, D. H., u. Dienes, G. J., Nuclear Fuels, New York 1956.

trons der kovalenten Bindungen von $5f$ in $6d$ ermöglicht wird. Die erschlafften Bindungen in den gewellten Ebenen lassen das Wachstum der Oberfläche in den Richtungen [100] und [001] zu. Durch eine gleichzeitige Erholung der festeren Bindungen zwischen den benachbarten Wellenebenen erfolgt dann die Kontraktion in der [010]-Richtung.



136.1 Thermische Ausdehnung in den Achsenrichtungen beim Alpha-U-Einkristall (nach L. T. Lloyd)

Die stark anisotrope Ausdehnung des Alpha-Einkristalls ist von wesentlichem Einfluß auch auf das Verhalten polykristallinen Materials. Erwärmt man ein feinkörniges, völlig statistisch aufgebautes Alpha-Gefüge, so deformiert sich jedes Korn anisotrop, wobei es jedoch durch die anders orientierten benachbarten Körner behindert wird. Es treten dadurch zwangsläufig plastische Deformationen der einzelnen Kristallite auf, zumal die Elastizitätsgrenze des Urans verhältnismäßig niedrig liegt. Der wesentliche Deformationsmechanismus ist, wie bei allen anderen Metallen, die Gleitung. Während es jedoch für ein reguläres kubisches Metall sehr zahlreiche Gleitsysteme gibt, durch die ein Einkristall in verschiedener Art verformt werden kann, besitzt Alpha-Uran nur ein wichtiges System, das sich zu einer Änderung der Form eignet. Bei diesem gleiten die gewellten (012)-Ebenen mit ihren starken inneren Bindungen aufeinander. Wegen der Knickstellen in der [012]-Richtung erfolgt die Gleitung in der [100]-Richtung. Dieses anschaulich verständliche Gleitsystem ist das am häufigsten beobachtete. Es gibt jedoch noch andere Gleitmechanismen, die zur Erklärung der Deformierbarkeit des Urans herangezogen werden müssen. Besonders wichtig hierbei ist die Berücksichtigung der Zwillingsbildung, die bei der Deformation bei niedrigen Temperaturen entscheidend ist. Die wichtigsten Systeme haben (130) Zwillingsebenen und die Scherrichtung [310].



136.2 a) [010]-Walztextur bei Uran unterhalb 400 °C
b) [110]-Walztextur bei Uran zwischen 400° und 500 °C
c) [100]-Walztextur bei Uran zwischen 600° und 650 °C

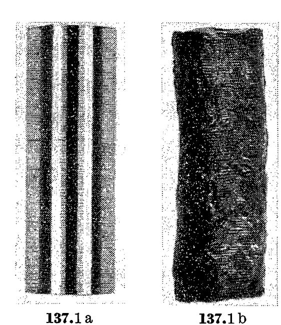
Diese Deformationsmechanismen bestimmen die bei der mechanischen Verformung von Uran auftretenden Texturen. Beim Rundwalzen von Uran entsteht unterhalb 400 °C eine [010]-Textur in der Walzrichtung, also in Richtung der Stabachse (Fig. **136.**2 a). Zwischen 400 und 500 °C orientieren sich die Körner mit ihren (110)-Flächen bevorzugt senkrecht zur Stabachse. Hier bildet sich also eine [110]-Textur (Fig. **136.**2 b), während bei 600 bis 650 °C eine [100]-Walztextur (Fig. **136.**2 c) überwiegt.

Die theoretischen Ansätze zur Erklärung dieser Texturen durch Calnan und Clews[1]) konnten von Mitchell und Rowland[2]) bisher nur für die experimentell erhaltenen Polfiguren durch Walzen bei tiefen Temperaturen bestätigt werden. Die quantitativen Übereinstimmungen lassen jedoch zu wünschen übrig, was noch unbefriedigender wird bei der Deutung der sehr komplexen Hochtemperaturtexturen, bei denen die Gleitung von ausschlaggebender Bedeutung wird.

---

[1]) Calnan, E. A., u. Clews, C. J. B., Phil. Magazine **43** (1952), 93.
[2]) Mitchell, C. M., u. Rowland, J. F., Acta Met. **2** (1954), 559.

Die irreversiblen Formänderungen in einem Alpha-Gefüge durch Erwärmung und Abkühlung werden besonders deutlich, wenn die thermische Wechselbeanspruchung mehrfach wiederholt wird. Fig. **137.**1a u. b zeigen einen texturfreien Uranstab mit grobkörnigem Gußgefüge vor und nach einer thermischen Wechselbehandlung in der Alpha-Phase. Nach insgesamt 1200 Temperaturzyklen zwischen 70° und 550 °C hat sich der ursprünglich gerade Uranstab stark verzogen, außerdem ist seine Oberfläche durch die ungleichmäßige Deformation der Einzelkörner stark aufgerauht. Der Effekt tritt um so stärker auf, je grobkörniger das ursprüngliche Gefüge ist; er kann weiterhin verstärkt werden, wenn das Material vor der thermischen Wechselbeanspruchung eine bestimmte Bearbeitungstextur aufweist. In Fig. **137.**2 sind die dilatometrischen Ausdehnungskurven eines in der Alpha-Phase bei 300 °C gewalzten polykristallinen Uranstabs dargestellt, der einigen thermischen Zyklen zwischen 30 und 630 °C ausgesetzt wurde. Die Figur gibt die Ausdehnungswerte in der Walzrichtung des Stabes wieder und zeigt, wie nach jedem Zyklus eine irreversible Längenänderung aufgetreten ist. Die totalen Längenänderungen nach einer größeren Zahl von Zyklen können außerordentlich hoch sein bei entsprechender Schrumpfung des Querschnitts. Chiswik[1]) hat die Parameter dieses „Thermal-Cyling-Effekts" eingehend untersucht. Er gelangte zu dem Ergebnis, daß neben der Art der Textur und der Korngröße die äußeren Bedingungen maßgeblich sind, vor allem die Grenztemperaturen, Verweilzeit in den beiden Temperaturgebieten und Geschwindigkeit des Temperaturwechsels. Wenn die Deformationen groß werden, ist die Plastizität meist nicht ausreichend, so daß eine mehrfache Teilung der Körner, eine Zunahme der Gleitungen und Zwillinge sowie eine wachsende Porosität eintreten kann. Diese macht sich besonders bei unreinem Metall bemerkbar.

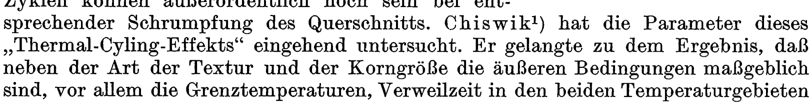


137.1 a **137.**1 b

137.1 Thermischer Ermüdungsversuch mit Alpha-Uran: 1200 Zyklen zwischen 550 °C und 70 °C. a) Ausgangszustand; b) nach der Temperaturwechselbeanspruchung

Die bei solchen thermischen Beanspruchungen entstehenden Deformationen des Alpha-Urans können in ähnlicher Weise durch die Einwirkung der Strahlung im Reaktor ausgelöst werden, was im Abschnitt 2.4 ausführlicher beschrieben wird.

Bei der Verwendung von Uranmetall als Brennstoff in Brennelementen müssen alle Vorkehrungen getroffen werden, um die beschriebenen Formänderungen so klein wie möglich zu halten, damit die äußeren Abmessungen des Brennelements erhalten bleiben und der Mantel während der Betriebszeit des Elements nicht beschädigt wird. Die bisher vorliegenden Erfahrungen aus dem Betrieb von Reaktoren haben gezeigt, daß Uranstäbe mit einer [110]-Walztextur (Entstehung zwischen 400 bis 450 °C) bei Neutronenbestrahlung eine Verlängerung erfahren, sich unter denselben Bedingungen aber verkürzen, wenn eine [100]-Textur (wie sie beim Walzen zwischen 600 bis 650 °C entsteht) vorliegt. Man strebt daher durch eine mechanische Verformung in der Nähe von 600 °C eine Mischung der [110]- und [100]-Texturen an, so daß sich die Deformationsvorgänge unter Reaktorbedingungen



137.2 Dilatometerkurven einer bei 300 °C gewalzten Uranprobe (nach L. T. Lloyd)

[1]) Chiswik, H. H., Kelmann, L. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 147, P/557.

gegenseitig aufheben. Die technische Realisierung einer so eng begrenzten Walztemperatur bedarf jedoch besonderer Vorkehrungen und einiger Erfahrungen. Auch bei Verwendung von gegossenen Uranstäben, die nur sehr wenig mechanisch deformiert werden, ist die Entstehung von Texturen oft nicht vollständig zu vermeiden.

Sofern eine ungünstige Textur in einem Uranstab vorliegt, kann diese durch geeignete Wärmebehandlung unter Ausnutzung der allotropen Transformationen des Urangitters weitgehend beseitigt werden. Das Metall wird in geeigneter Schutzatmosphäre bis in den Bereich der Beta- oder auch Gamma-Phase erwärmt und dann auf möglichst tiefe Temperaturen abgeschreckt. Durch nachträgliches Anlassen bei etwa 600 °C in der Alpha-Phase werden die bei der Abschreckung entstandenen inneren Spannungen beseitigt.

Diese Behandlung führt bei geeigneter Durchführung gleichzeitig zu einem feinkörnigen Gefüge, wie es in jedem Fall wünschenswert ist, um die auch bei Texturfreiheit auftretende Aufrauhung der Oberfläche unter dem Einfluß thermischer Wechselbeanspruchung bzw. des Strahlungseinflusses beim Reaktorbetrieb möglichst gering zu halten.

Eine weitere sehr wirkungsvolle Methode zur Verringerung dieser Formänderungen ist das Legieren von Uran mit anderen Metallen, worauf in 2.122 eingegangen wird.

Die Beta-Phase des Urans ist wegen ihrer ungünstigen technologischen Eigenschaften für die Formgebung und Verwendung des Metalls nur von sekundärer Bedeutung. Sie ist stabil in dem Bereich zwischen 668 und 774 °C. Die Elementarzelle des tetragonalen Gitters mit den Gitterkonstanten $a = 10{,}76$ Å, $c = 5{,}65$ Å enthält 30 Atome. Zwar ist die komplexe Struktur bekannt, doch widersprechen sich noch einige Einzelheiten[1]), weil bisher noch keine röntgenographischen Untersuchungen an Einkristallen im erwähnten Existenzbereich vorgenommen wurden. Die seitherigen Kenntnisse über die Feinstruktur stützen sich lediglich auf Debye-Scherrer-Diagramme bei hohen Temperaturen und Einkristallaufnahmen der durch Cr-Zusatz stabilisierten Phase[2]) bei Raumtemperatur. Im letzten Fall muß man befürchten, daß die Struktur modifiziert wurde.

Die Beta-Modifikation von Uranmetall ist spröde und dadurch für eine Verarbeitung nicht geeignet. Wegen ihrer unterschiedlichen Dichte gegenüber Alpha-Uran muß bei der Verwendung von Uranmetall als Brennstoff unbedingt darauf geachtet werden, auch bei den thermisch höchstbelasteten Elementen das Erreichen der Transformationstemperatur von 668 °C während des Reaktorbetriebs zuverlässig zu vermeiden, da andernfalls Schädigungen des Brennstoffs selbst und gegebenenfalls auch des Mantelmaterials unvermeidlich sind.

Die Gamma-Modifikation von Uran ist von 774° bis 1132 °C stabil, besitzt ein einfaches, kubisch raumzentriertes Gitter und hat damit als einzige der Modifikationen alle typischen Eigenschaften des metallischen Zustandes. Die Gitterkonstante beträgt $a = 3{,}50$ Å, so daß jedes Atom in einer Entfernung von 3,03 Å von acht Nachbaratomen umgeben ist. Auf Raumtemperatur extrapoliert reduziert sich diese interatomare Entfernung auf 3,01 Å. Das Metall besitzt in der Gamma-Phase eine besonders gute Duktilität.

Auf Grund der isotropen Struktur der Gamma-Phase fallen die für das Alpha-Uran ausführlich beschriebenen Formänderungen bei Temperaturwechselbeanspruchung bzw. unter dem Einfluß des Strahlenfeldes weg. Dadurch, daß die Gamma-Phase des Urans nur bei hohen Temperaturen stabil ist, können diese günstigen Eigenschaften im Reaktorbetrieb nicht unmittelbar ausgenutzt werden. Die Erweiterung des Existenzbereichs der Gamma-Phase zu niedrigeren Temperaturen durch Legieren

[1]) Tucker, Senio, Thewlis, Steeple, Acta Cryst. **9** (1956), 472.
[2]) Gurinsky, D. H., u. Dienes, G. J., Nuclear Fuels, New York 1956.

mit geeigneten anderen Metallen ist dagegen eine wichtige Möglichkeit, auf die im folgenden näher eingegangen wird.

Uranlegierungen. Reines Metall hat eine Reihe von Eigenschaften, die seiner Verwendung als Brennstoff Schwierigkeiten entgegenstellen, wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurde. Durch Verwendung von Uranlegierungen können diese zum Teil verringert werden; Möglichkeiten dieser Art sind jedoch beschränkt, da insbesondere Alpha-Uran als ein Übergangsmetall nicht die bei echten Metallen häufige Eigenschaft hat, feste Lösungen über größere Konzentrationsintervalle zu bilden. Es ist kein Metall bekannt, mit dem Alpha-Uran eine lückenlose Mischkristallreihe bildete. Die Löslichkeit der meisten Metalle in Alpha-Uran ist sehr gering, wobei jedoch in der Mehrzahl der Fälle intermetallische Verbindungen meist schmalen Homogenitätsbereichs auftreten. Eine ausführliche Darstellung der bisher bekannten Uranlegierungen haben H. A. Saller und F. A. Rough[1]) gegeben. Bemerkenswert ist für die Gesamtheit der bekannten Systeme, daß nicht nur die Alpha- und Beta-Phase diese geringe Löslichkeit aufweisen, sondern daß auch die typisch metallische Gamma-Phase mit ihrem raumzentriert kubischen Gitter nur mit vier Elementen, und zwar Molybdän, Niob, Titan und Zirkon, feste Lösungen über breitere Existenzbereiche bildet.

Aus dieser Gruppe sind diejenigen Systeme wichtig, die zumindest in begrenzten Konzentrationsbereichen eine Stabilisierung der Gamma-Phase bei tieferen Temperaturen durch Abschrecken möglich machen. Wegen des regulären Gitters dieser Phase ist das anisotrope Wachstum unter Einwirkung des Strahlenfeldes praktisch unterdrückt, so daß damit eine Vielzahl von möglichen Schädigungen der Brennelemente entfallen. In der Praxis sind dem jedoch dadurch Grenzen gesetzt, daß hierzu ein verhältnismäßig hoher Legierungsanteil erforderlich ist, der eine weitere Verdünnung des Spaltstoffes im Uran zur Folge hat, so daß dieser Weg im allgemeinen nur bei Verwendung angereicherten Urans gangbar ist. Im System Uran-Molybdän beispielsweise ist die Stabilisierung der Gamma-Phase erst bei Hinzufügung von mindestens 7% Molybdän möglich, in der Praxis werden 8 bis 10% empfohlen. Bisher sind keine Legierungssysteme bekannt geworden, die eine solche Stabilisierung der Gamma-Phase bei tiefen Temperaturen unter Verwendung nur geringer Legierungszusätze erlauben würden, wie sie in Reaktoren mit Natururan erträglich wären. Eine entscheidende Einengung für solche Zielsetzungen bedeutet die Tatsache, daß selbstverständlich nur solche Metalle überhaupt in Erwägung gezogen werden können, die einen hinreichend kleinen Absorptionsquerschnitt für Neutronen des interessierenden Energiebereichs haben.

Eine breitere Anwendung finden solche Legierungszusätze, die die Brennstoffeigenschaften von Uran dadurch verbessern, daß sie bei geeigneter Behandlung ein sehr feinkörniges Gefüge ergeben bzw. das Kornwachstum im Bereich der im Reaktorbetrieb auftretenden Brennstofftemperaturen wesentlich hemmen. Dieses Ziel kann durch eine Reihe von Metallen in verschiedener Weise erreicht werden. In erster Linie interessant sind für diesen Zweck kleine Beifügungen von Aluminium, Chrom, Nickel, Niob und Zirkon, wobei hier auch Dreistofflegierungen mit Prozentsätzen der Legierungspartner von meist unter 1% eine Bedeutung haben. Durch ein Feinkorngefüge mit geringer Tendenz zum Kornwachstum können die integral auftretenden Formänderungen zwar im allgemeinen nicht quantitativ verhindert, wohl aber auf einen kleinen Bruchteil des bei reinem Uran auftretenden Effekts herabgesetzt werden.

Eine weitere Möglichkeit schließlich, die für die Verarbeitungseigenschaften des Brennstoffs von Bedeutung sein kann, ist die Herabsetzung der Transformationstemperatur

---

[1]) Saller, H. A., u. Rough, F. A., Sonderdruck des BMI, Bericht Nr. 1000, Technical Information Service, Oak Ridge, Tennessee, 1955. — Saller, H. A., u. Rough, F. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 107, P/558.

durch geeignete Legierungszusätze. Es können dadurch die für die Bildung eines Feinkorngefüges notwendigen Temperaturbehandlungen wesentlich vereinfacht und innere Spannungen mit deren unvermeidbarer Folge makroskopischer Deformationen des Metalls vermieden werden, insbesondere wenn die Beta-Phase zu tieferen Temperaturen hin stabilisiert werden kann. Ein Legierungspartner dieser Art ist Chrom, mit dem sich die Beta-Phase sogar bis zur Raumtemperatur herab stabilisieren läßt. Eine zusammenfassende Darstellung über diese Möglichkeit gab D. W. White[1]).

Von besonderem Interesse ist das Zweistoffsystem Uran-Plutonium, da eine Legierung mit Plutonium die Möglichkeit gibt, die Spaltstoffkonzentration im Brennstoff zu erhöhen, ohne angereichertes Uran zu verwenden. Dieses Zweistoffsystem wurde bisher nicht veröffentlicht. Es ist jedoch bekannt, daß entgegen den Erwartungen auf Grund strukturtheoretischer Überlegungen die Alpha-Phase des Urans eine überraschend hohe Löslichkeit für Plutonium hat, und zwar bis etwa 10% ohne nennenswerte Beeinflussung der Beta-Transformationstemperatur. Diese Tatsache wird dann für die weitere Entwicklung metallischer Brennstoffelemente wichtig sein können, wenn es gelingt, ähnlich wie bei reinem Uran, durch Hinzufügung weiterer Legierungspartner die nachteiligen Eigenschaften des Alpha-Gefüges zu verringern bzw. eine reguläre Phase zu stabilisieren.

Urandioxyd. Außer den bei Uranmetall unter Reaktorbedingungen auftretenden irreversiblen Formänderungen ist für seine Verwendung als Brennstoff in wassergekühlten Reaktoren besonders nachteilig seine starke Reaktion mit Wasser höherer Temperatur. Sie führt im Fall einer Beschädigung der Ummantelung des Elements zu dessen schneller Zerstörung, die eine Vielzahl von Schwierigkeiten im Gefolge haben kann. Aus diesem Grund wird in zunehmendem Maße die Verwendung von Urandioxyd an Stelle von Uranmetall bzw. seinen Legierungen bevorzugt. Über Herstellung und Eigenschaften dieses Materials wurde in Abschn. 2.11 berichtet. Eine ausführliche Darstellung, insbesondere auch der physikalischen Eigenschaften, geben H. M. Finniston und J. P. Howe[2]). Von besonderer Bedeutung für seine Verwendung als Brennstoff ist die Möglichkeit, mechanisch feste und dichte Sinterkörper herzustellen, die gegen die üblichen Kühlmittel eine hohe Korrosionsbeständigkeit haben. Irreversible Formänderungen im Sinne von Uranmetall treten nicht auf wegen des im Vergleich zum Alpha-Uran höher symmetrischen Gitters. Es ist also einerseits die Wahrscheinlichkeit einer Beschädigung der Ummantelung durch Veränderungen des Brennstoffs geringer, andererseits sind alle möglichen Folgen eines solchen Schadens wesentlich unbedenklicher. Es treten jedoch zwei andere Schwierigkeiten auf, die auch diesem Material als Brennstoff Grenzen setzen; die geringe mechanische Festigkeit und schlechte Temperaturwechselbeständigkeit von UO_2 hat zur Folge, daß die als Brennstoff eingesetzten Sinterkörper unter Reaktorbedingungen schnell zerbrechen. Hierdurch wird die Wärmeableitung zum Mantelmaterial und damit zum Kühlmittel erschwert. Hinzu kommt die, gemessen an Uranmetall, schlechte Wärmeleitfähigkeit von UO_2 (0,0056 cal/cm s °C), die bei dem in Brennelementen notwendigen Wärmefluß zu sehr hohen Betriebstemperaturen im Inneren des Elements führt. Diese können bei den üblichen Elementdurchmessern die Schmelztemperatur von UO_2 (2850 °C) übersteigen und führen auch bei Elementen eines Durchmessers von wenigen Millimetern noch zu Innentemperaturen von über 1000 °C. Dies ist so lange von untergeordneter Bedeutung, als durch eine intensive Kühlung der Elemente Sorge getragen werden kann, daß das metallische Mantelmaterial an keiner Stelle zu hohen Temperaturbelastungen ausgesetzt wird. Diese Tatsache erfordert jedoch besondere Vorsichtsmaßnahmen hinsichtlich der Reaktorsicherheit für den Fall, daß die Kühlung während des Reaktorbetriebs aussetzt, da dann selbst bei gleichzeitigem Abschalten des Reak-

[1]) White, D. W., Jr., J. Metals **7** (1955), 1221.

[2]) Finniston, H. M., u. Howe, J. P., Metallurgy and Fuels I, London 1956.

tors der hohe Wärmeinhalt des Brennstoffs zu einer unzulässigen Temperaturerhöhung und damit Zerstörung des Mantelmaterials führen kann.

Eine gewisse Verbesserung der thermischen Bedingungen ist durch die Verwendung eines gut leitenden Wärmeübertragungsmittels zwischen Oxyd und Ummantelung möglich; beispielsweise kann bei nicht zu hoher Reaktortemperatur Blei verwandt werden. Wesentlich wirkungsvoller ist die Einbettung von Urandioxyd in feinverarbeiteter Form in eine Metallmatrix, worüber in Abschn. 3.225 ausführlich berichtet werden wird.

Uran-Monokarbid. Unter den Uranverbindungen hat mit hoher Wahrscheinlichkeit auch Uranmonokarbid in Zukunft wesentliches Interesse zur Verwendung als Brennstoff in heterogenen Reaktoren (Herstellung und Eigenschaften s. 2.11 sowie Finniston und Howe[1]). Im Gegensatz zum Dikarbid ist das Monokarbid UC an Luft beständig, so daß seine Herstellung und Verarbeitung keine außergewöhnlichen Schwierigkeiten bereitet. Ähnlich wie Urandioxyd läßt es auf Grund seines symmetrischen Gitters keine störenden Formänderungen bei der Verwendung als Brennstoff erwarten. In zweierlei Hinsicht jedoch unterscheidet es sich wesentlich von Urandioxyd, wodurch auch seine Anwendung voraussichtlich in anderer Richtung liegen wird: Uranmonokarbid ist zwar verhältnismäßig korrosionsbeständig gegen Wasser bei niedrigen Temperaturen, reagiert dagegen schon bei geringen Temperaturerhöhungen (etwa 50 °C) sehr heftig. Seine Verwendung in wassergekühlten Reaktoren erscheint daher wenig aussichtsreich. Die Wärmeleitfähigkeit andererseits von Uranmonokarbid (0,088 cal/cm s °C) liegt wesentlich höher als die von Urandioxyd und sogar über derjenigen von Uranmetall, so daß die bei Urandioxyd durch dessen schlechte Wärmeleitfähigkeit bedingten Schwierigkeiten hier wegfallen. Dank seiner gleichzeitig guten Korrosionsbeständigkeit gegen die üblichen gasförmigen Kühlmittel erscheint daher UC als Brennstoff für gasgekühlte Reaktoren hoher Betriebstemperatur geeignet, bei denen die Verwendung von Uranmetall auf Grund der Alpha-Beta-Transformation unmöglich ist. Bei der Verwendung von natürlichem Uran als Ausgangsmaterial für die Herstellung von UC wird für eine Reihe von Reaktortypen die Konzentration des Spaltstoffs U^{235} im Brennstoff unzulässig niedrig sein; neben der Verwendung angereicherten Ausgangsmaterials wird voraussichtlich Plutonium in Gestalt eines Monokarbids PuC eingebaut werden können, da PuC und UC isotyp sind.

Matrix-Elemente. Die bisher behandelten Brennstoffe Uranmetall, Urandioxyd und Uranmonokarbid weisen alle eine Reihe von Eigenschaften auf, die ihrer Verwendung als Brennstoff Grenzen setzen. Diese Schwierigkeiten können dadurch weitgehend behoben werden, daß diese Materialien in feinverteilter Form in andere Elemente oder Legierungen, die als Matrix dienen, eingebettet werden. Dies hat zwangsläufig eine starke Verdünnung des Spaltstoffs zur Folge, so daß dieser Weg nur dann gangbar ist, wenn stark angereichertes Uran als Ausgangsmaterial zur Verfügung steht. Neben den genannten Uranverbindungen und reinem Uranmetall sind hier vor allem auch einige intermetallische Verbindungen von Uran von Bedeutung. Dieser Weg gibt zugleich die Möglichkeit, durch eine geeignete Kombination von Matrixmetall und Mantelmaterial die Herstellung der Brennelemente wesentlich zu erleichtern.

Die verschiedenen Möglichkeiten bei der Auswahl bewährter Kombinationen von eigentlichem Brennstoff und Metallmatrix lassen sich aus den Arbeiten von C. E. Weber und H. H. Hirsch[2]) entnehmen. Einige der wichtigsten Brennstoffe und Matrixmetalle sind in Tab. **142.1** zusammengestellt:

---

[1]) Finniston, H. M., u. Howe, J. P., Metallurgy and Fuels I, London 1956.
[2]) Finniston, H. M., u. Howe, J. P., Metallurgy and Fuels I, S. 523ff., London 1956.

142.1 Brennstoffe und Matrixmetalle

Verbindung	Dichte absolut (g/cm³)	Dichte relativ zu U = 1	Schmelzpunkt (°C)	Matrix	Schmelzpunkt (°C)	Neutroneneinfangquerschnitt σ_e (barn)
UAl_2	8,1	0,35	1590	Al	660	0,23
UAl_3	6,7	0,26	1320	Be	1282	0,01
UAl_4	6,0	0,22	730	Fe	1539	2,5
UC	13,6	0,69	2270	Mg	651	0,06
UO_2	10,0	0,53	2850	Ni	1455	4,6
U_3Si	15,6	0,77	930	Zr	1852	0,18

Bekannte Kombinationsbeispiele von Matrix und eigentlichem Brennstoff sind UAl_2/Al und UO_2/Ni. Darüber hinaus werden Uranoxyde auch in Edelstählen als Matrixmetall eingebettet bei gleichzeitiger Edelstahlummantelung.

Brennstoffe dieser Art können durch Schmelzen und Gießen hergestellt werden, oder aber auf sintermetallurgischem Weg, der in diesem Fall auf Grund seiner bekannten Vorzüge größere Bedeutung hat. Er erlaubt vor allem eine größere Auswahl in den Kombinationen und eine technisch leichter realisierbare, optimale Verteilung der spaltbaren Phase nach Gestalt, Größe und Konzentration in der Matrix. Besonders interessant ist die Möglichkeit, auf diese Weise die Konzentration des Brennstoffs über die Länge eines Brennelements so zu ändern, daß eine stärkere Homogenisierung des Flusses erreicht wird.

2.123 Ummantelung

Materialien. Die bei heterogenen Reaktoren bisher allgemein angewandte Umhüllung der Brennstoffe durch ein Mantelmaterial hat vor allem den Zweck, den Brennstoff selbst vor einer Korrosion durch das Kühlmittel zu schützen und das Eindringen von Spaltprodukten aus dem Brennstoff in das Kühlmittel zu verhindern. Darüber hinaus wird bei einer Reihe von Brennstoffen, beispielsweise Urandioxyd und Uranmonokarbid, von dem Umhüllungsmaterial eine hinreichende mechanische Standfestigkeit bei den im Reaktorbetrieb gegebenen Temperaturen verlangt, da diese Brennstoffe selbst auf Grund ihrer Änderungen während des Reaktorbetriebs die mechanische Stabilität des Elements nicht gewährleisten können.

142.2 Einfangquerschnitte der wichtigsten Mantelmaterialien

Material	σ_e (barn)
Al	0,23
Mg	0,06
Be	0,01
Stahl	~ 2,70
Fe	2,53
Zr	0,18
Nb	1,10
Mo	2,50

Als Werkstoffe für solche Ummantelungen kommen nur solche in Frage, die nicht einen unzulässig hohen Anteil der für die Aufrechterhaltung der Kettenreaktion notwendigen Neutronen absorbieren. Wie eine Übersicht über die Einfangquerschnitte für thermische Neutronen der verschiedenen Elemente zeigt[1]), scheiden dadurch für thermische Reaktoren eine Reihe der sonst brauchbar erscheinenden Metalle von vornherein aus. Tab. **142.2** gibt die Einfangquerschnitte für thermische Neutronen für die heute wichtigsten Mantelmaterialien. (Vgl. auch Tab. **A** 13.)

Für Reaktoren, bei denen die Kettenreaktion überwiegend durch intermediäre oder schnelle Neutronen aufrecht erhalten wird, bestehen in dieser Hinsicht nur unbedeutende Einschränkungen für die zu verwendenden Materialien.

[1]) Hodgman, C. D., Weast, R. C., Selby, S. M., Handbook of Chemistry and Physics, 37. Aufl., S. 448ff., Cleveland 1955.

Eine weitere Voraussetzung für die Verwendbarkeit von Metallen als Mantelmaterial für Brennelemente ist eine geringe Reaktionsgeschwindigkeit zwischen dem Mantelmaterial und den angrenzenden Medien, d. h. dem Kühlmaterial bzw. dem Brennstoff selbst. Die Korrosionsbeständigkeit gegenüber dem Kühlmittel muß hoch sein, da die Lebensdauer eines Brennelements in einem Reaktor im allgemeinen zur Erzielung einer hohen Ausnützung des Spaltstoffs in der Größenordnung von Jahren liegen muß.

Tab. **143.**1 gibt eine Übersicht über die Grenzen der Beständigkeit der wichtigsten Mantelmaterialien gegenüber den üblichen Kühlmitteln.

143.1 Beständigkeitsgrenzen der wichtigsten Mantelmaterialien

Kühlmittel	Mantelmaterial				
	Al	Mg	Stahl	Zr	Be
Luft	600 °C	300 °C	500 °C	300 °C	800 °C
Wasser	150 °C	70 °C	500 °C	320 °C (legiert mit Sn, Ni)	Angriff
CO_2	bis zum Schmelzpunkt	550 °C	500 °C	450 °C (getrocknet höher)	550 °C (getrocknet höher)
H_2	bis zum Schmelzpunkt	450 °C	Versprödung unter Bestrahlung	150 °C	600 °C
He	kein Angriff	kein Angriff	kein Angriff	kein Angriff	kein Angriff
Na	Angriff	Angriff	800 °C	O_2-frei: kein Angriff O_2-haltig: 250 °C	—
Bi	Angriff	Angriff	400 °C	Angriff 600 °C	Angriff
Hg	Angriff	Angriff	400 °C	Angriff	Angriff

Schädliche Reaktionen zwischen Ummantelung und Brennstoff sind insbesondere solche, die durch Diffusion zu der Bildung spröder intermetallischer Verbindungen oder tiefschmelzender eutektischer Legierungen führen. Eine Übersicht über das Verhalten der wesentlichsten Mantelmaterialien gegenüber Uran gibt Tab. **143.**2.

Die Reaktion zwischen Mantelmaterial und Brennstoff kann durch die Einschaltung diffusionshemmender Schichten zwischen Brennstoff und Ummantelung verhindert bzw. ihr Beginn zu höheren Temperaturen verschoben werden.

Schließlich spielen eine wesentliche Rolle für die Verwendbarkeit als Mantelmaterial die mechanischen Eigenschaften der in Frage kommenden Werkstoffe. Liegt ein sich selbst tra-

143.2 Verhalten der wichtigsten Mantelmaterialien gegenüber Uran

Al	Verbindungsbildung ab 175 °C, Schmelzpunkt bei 639 °C
Mg	Keine Reaktion
Be	Reaktion ab 600 °C
Stahl	Eutektikum bei 725 °C, legiert sich oberhalb 550 °C
Zr	Geringe Reaktion bei 800 °C, rapid oberhalb 1130 °C
W	Heftige Reaktion oberhalb 1400 °C

gender und auch im Reaktorbetrieb mechanisch ausreichend stabiler Brennstoff vor, so ist ein duktiles Mantelmaterial mit relativ geringer Warmfestigkeit zulässig, das den im Reaktorbetrieb auftretenden Formänderungen bei Überschreitung der Elastizitätsgrenze plastisch nachgibt. Eine bleibende Bindung zwischen Brennstoff und Hülle, wie sie für eine gute Wärmeübertragung wünschenswert ist, kann in diesem Fall besonders leicht erreicht werden.

Sofern Brennstoffe verwendet werden, die keine ausreichende mechanische Stabilität besitzen bzw. diese im Reaktorbetrieb verlieren, müssen solche Mantelmaterialien verwandt werden, die eine hinreichende Festigkeit bei den in Frage kommenden Reaktortemperaturen haben.

144.1 Einige mechanische Daten für die wichtigsten Mantelmaterialien:

	Al	Mg	Be	Rostfr. Stahl	Zr	Mo	W
Zerreißfestigkeit in kp/cm² bei 18 °C	6	6	47	62	31	124	spröde
Temperatur in °C, oberhalb der die Kriechfestigkeit stark abnimmt	150	170	700	700	500	850	1000
Schmelzpunkt °C	660	651	1278	1425	1852	2620	3370

Eine ausführliche Übersicht über die für die Mantelmaterialien wichtigsten Eigenschaften gibt eine Zusammenstellung von McIntosh und Bagley[1]) unter besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse bei der Kühlung mit CO_2 bzw. flüssigen Metallen. Zusammenfassend sind die wichtigsten Mantelmetalle für die verschiedenen Reaktorsysteme für die drei Hauptgruppen von Kühlmitteln, d. h. Wasser, Gas und flüssige Metalle, in Tab. **144.**2 dargestellt.

144.2 Wichtigste Mantelmetalle

Temperaturbereich bezogen auf das Kühlmittel	Niedrige Temperaturen	Hohe Temperatur
Wasser	Al	Zr, Stahl
Gase	Al, Mg	Stahl, Zr, Be, Nb, Mo
fl. Metalle	Stahl, Ni, V, Ti, Zr	Nb, Mo, W

Eine besonders ausgezeichnete Stellung nimmt demnach Zirkon bzw. seine Basislegierungen als Mantelmaterial ein (s. 2.172).

Aufbau der Brennelemente. Wärmeübertragung. Um die Entstehung unzulässig hoher Temperaturen im Brennstoff zu vermeiden, ist es notwendig, durch einen geeigneten Aufbau der Brennelemente für einen guten Wärmeübergang vom Brennstoff zum Mantelmaterial zu sorgen. Besonders wichtig ist dies bei der Verwendung von Uranmetall oder seinen Legierungen in der Alpha-Phase, da ein Erreichen der Alpha-Beta-Transformationstemperatur in irgendeinem Teil des Brennstoffs auf Grund der mit der Umwandlung verbundenen Volumänderung mit Sicherheit zu Schädigungen des Brennstoffes selbst und dadurch indirekt der Ummantelung führt. Grundsätzlich

[1]) McIntosh, A. B., u. Bagley, K. Q., J. Instr. Met. **84** (1956), 251 bis 270.

ist das Problem jedoch auch bei anderen Brennstoffen, wie Uranverbindungen, von Bedeutung, um eine zu hohe thermische Belastung des Mantelmaterials zu verhindern.

Eine gute Wärmeübertragung vom Brennstoff auf die Ummantelung kann dadurch erreicht werden, daß beide durch mechanische Bearbeitung eng aufeinander gepreßt werden, gegebenenfalls durch eine anschließende Temperaturbehandlung die Entstehung mechanisch fester Diffusionsschichten zwischen beiden erzielt wird. Lösungen dieser Art sind jedoch nur dann wirkungsvoll, wenn der bei der Herstellung erreichte enge Kontakt auch während des Reaktorbetriebs erhalten bleibt. Dies ist nur dann möglich, wenn die thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Mantel und Brennstoff ähnlich bzw. die entstandenen Diffusionsschichten mechanisch so fest sind, daß sie die durch unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten auftretenden mechanischen Spannungen aufnehmen können. In den Fällen, bei denen das Kühlmittel unter Überdruck steht, kann es erreicht werden, daß durch plastische Verformung des Mantelmaterials ein Kontakt mit dem Brennstoff aufrechterhalten bleibt. Dies setzt jedoch voraus, daß das Mantelmaterial duktil ist und die notwendige mechanische Festigkeit des Brennelements durch den Brennstoff selbst gegeben wird.

Eine bei der Mehrzahl der Mantelmaterialien mögliche zuverlässige Bindung zwischen Brennstoff und Mantel wird durch eine Verlötung beider erreicht. Hier stehen jedoch wesentliche technologische Schwierigkeiten entgegen, da insbesondere bei thermischen Reaktoren die Mehrzahl der üblichen Lötmetalle auf Grund ihrer unzulässigen Neutronenabsorption ausscheiden und die üblichen Flußmittel ebenfalls nicht verwandt werden können, da ihre quantitative Entfernung meist unmöglich ist und Flußmitteleinschlüsse zu schwer übersehbaren sekundären Reaktionen führen würden. Schließlich muß bei der Auswahl der Lötmetalle auch deren Verhalten bei der Aufarbeitung ausgebrannter Brennelemente berücksichtigt werden. Besonders wesentlich ist eine Lötverbindung zwischen Brennstoff und Ummantelung bei wassergekühlten Reaktoren, da für den Fall einer Fehlstelle im Mantelmaterial durch geeignete Lötschichten ein zusätzlicher Korrosionsschutz des Brennstoffs gegen die Einwirkung des Kühlmittels gegeben ist. Dieser Schutz ist insofern besonders wichtig, als er das Eindringen von Wasserdampf zwischen die Grenzflächen von Brennstoff und Ummantelung verhindert, der bei der Verwendung von Uranmetall als Brennstoff zur Bildung gasförmiger Korrosionsprodukte und damit zu einer Aufbeulung des Mantels und Zerstörung des Elements führt.

Bei Verwendung von Zirkon und Zirkonlegierungen als Mantelmaterial ist eine haftfeste Bindung zum Uranmetall durch die Ausbildung geeigneter Diffusionsschichten möglich.

Wird Urandioxyd als Brennstoff verwandt, kann die Wärmeübertragung dadurch verbessert werden, daß zwischen Brennstoff und Ummantelung als Wärmeübertragungsmittel ein geeignetes Metall in dünner Schicht eingebracht wird. Auf Grund bisher durchgeführter Untersuchungen erscheint beispielsweise Blei geeignet.

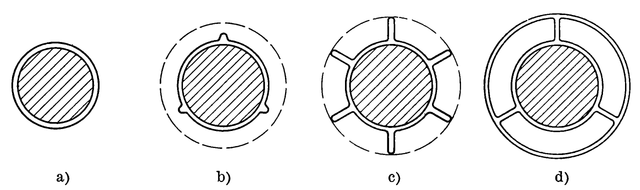
Dichtigkeit. Da die Ummantelung außer dem Korrosionsschutz die Aufgabe hat, das Eindringen aktiver Spaltprodukte in den Kühlkreislauf zu verhindern, muß bei Konstruktion und Herstellung der Brennelemente großer Wert darauf gelegt werden, daß das Mantelmaterial den Brennstoff vakuumdicht umschließt und daß dieser Verschluß auch während des Einsatzes des Elements erhalten bleibt.

Dies setzt der Dicke der zur Ummantelung verwandten Materialien eine untere Grenze, da bei Rohren und Blechen immer mit gewissen Mikroporositäten gerechnet werden muß, die erst oberhalb gewisser Mindestdicken nicht mehr zur Auswirkung kommen. Besonders ist dies zu berücksichtigen bei Verwendung solcher Mantelmaterialien, die unter den im Reaktor gegebenen Bedingungen zum Lochfraß neigen,

durch den eine lokale Undichtigkeit hervorgerufen werden kann. Besondere Bedeutung kommt aus demselben Grund einer sorgfältigen und wirkungsvollen Verschweißung der Ummantelungen zu sowie der Prüfung der Elemente vor dem Einsatz im Reaktor (s. 2.126).

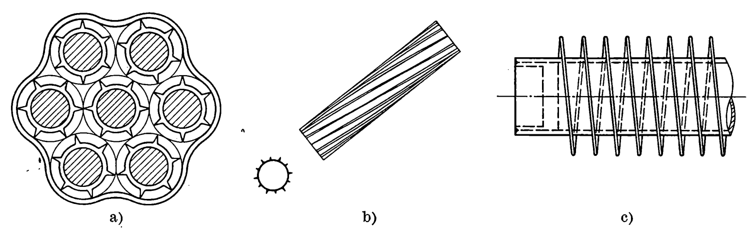
2.124 Ausführungsformen

Im Laufe der bisherigen Reaktorentwicklung haben sich drei Hauptformen von Brennelementen entwickelt: Stäbe, Rohre und Platten. In den Fig. **146.**1 und **146.**2 sind im Querschnitt einige Beispiele stabförmiger Brennelemente vom einfachen



146.1 a) bis d) Querschnitte stabförmiger Brennstoffelemente ohne und mit geraden Längsrippen

Stab mit glattem Rohr (Fig. **146.**1a, Typ CP 3)[1]) bis zum Stabbündel mit steilgewendelten Rippen am Mantel (Fig. **146.**2b) und den Calder-Hall-Stäben[2]) mit sehr flach gewendelten Rippen zusammengestellt. Die geraden oder gewendelten Rippen (fins) dienen entweder zur Distanzierung eines Brennelements im Führungsrohr (Fig. **146.**1b, Typ NRX)[3]), zur Distanzierung der Brennelemente untereinander (Fig. **146.**2a), oder zur Verbesserung des Wärmeübergangs zum Kühlmittel



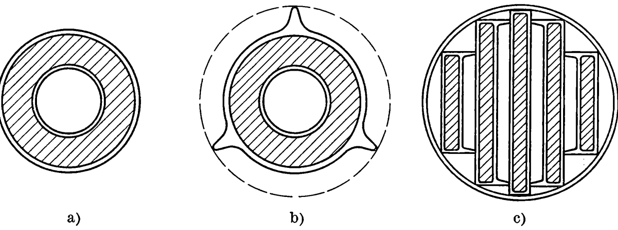
146.2 Stabförmige Brennstoffelemente mit gewendelten Längsrippen. a) u. b) Distanzierungsrippen. c) Kühlrippen

(Fig. **146.**1c, Typ NBL[1])). Der Vorteil einer Anordnung, wie sie in Fig. **146.**2a skizziert ist, besteht in der kompakten Massenkonzentration bei gleichzeitig guter Kühlung, so daß dieses Brennelement annähernd wie ein einziger Stab mit dem äußeren Bündeldurchmesser behandelt werden kann, dessen Einzelstäbe aber höher belastbar und leicht auszuwechseln sind. Außen und innen gekühlte Brennelemente in Rohrform (Fig. **147.**1a und b), die einen Übergangstyp zu den Plattenelementen darstellen, bieten auf Grund der geringen Schichtdicke des Brennstoffs gewisse reaktorphysikalische

---

[1]) Finniston, H. M., u. Howe, J. P., Metallurgy and Fuels I, Kap. 7, Fuel Elements, London 1956.
[2]) Huddle, R. A. U., u. Wyatt, L. M., Sonderdruck der „British Nuclear Energy Conference", Early Metallurgical Problems, London 1956.
[3]) Kennedy, C. C., Atomic Energy in Canada, 2. Aufl., Chalk River, Ontario, 1956.

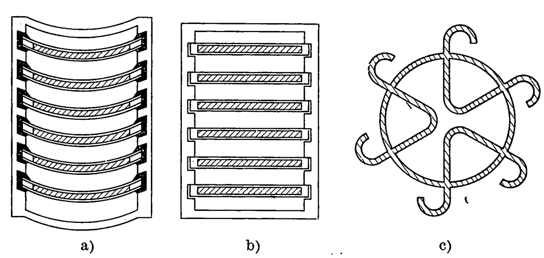
Vorzüge. Vorteilhaft ist außerdem die gegenüber massiven Brennstoffstäben geringere Temperaturdifferenz zwischen dem Inneren des Brennstoffzylinders und dessen Oberflächen, wodurch die thermischen Spannungen im Brennmaterial herabgesetzt werden.



147.1 a) bis c) Brennelemente in Rohr- und Plattenform

Die dritte Gruppe der aus plattenförmigem Brennstoff aufgebauten Brennelemente (Fig. **147.2**) ist der zur Zeit am häufigsten gebaute Typ für Swimming-Pool- und Materialtestreaktoren. Von den vielfältigen Formen haben sich besonders die einfacheren, aus flachen oder gekrümmten Plattensegmenten zusammengesetzten Brennelemente bewährt.

Die Auswahl der einen oder anderen Ausführungsform wird weitgehend durch die Art des verwandten Brennstoffs beeinflußt. Bei Einsatz von Uranmetall ist vorzugsweise an stab- und rohrförmige Elemente zu denken, da die bei diesem Material immer zu befürchtenden Deformationen während des Betriebs bei plattenförmigen Elementen besonders leicht zu Schädigungen führen würden. Besonders geeignet dagegen sind für Uranmetall rohrförmige Elemente mit Innenkühlung, da diese bei gleicher Belastung hinsichtlich maximaler Innentemperatur und Temperaturgradient eine deutlich höhere thermische Belastung als massive Stäbe erlauben.



147.2 a) bis c) Plattenförmige Brennelemente mit angereichertem Spaltstoff

Bei der Verwendung oxydischer oder karbidischer Brennstoffe ist vor allem die Stabform bedeutungsvoll, da die Verarbeitung dieser Materialien zu Hohlzylindern zwar möglich, aber wirtschaftlich ungünstig ist. Bei Urandioxyd als Brennstoff ist es ratsam, den Durchmesser der Brennstoffstäbe verhältnismäßig niedrig zu halten, um die Entstehung zu hoher Temperaturen im Inneren des Brennstoffs zu vermeiden. Bei Uranmonokarbid können auf Grund des besseren Wärmeleitvermögens ähnliche Abmessungen wie bei Uranmetall gewählt werden.

Plattenförmige Elemente werden in den Fällen bevorzugt, wo angereicherter Brennstoff in einer Matrix eingelagert wird, da hier die Gefahr der Deformation gering und die wirtschaftliche Herstellung solcher Formen möglich ist.

Neuere Überlegungen gehen dahin, bei gasgekühlten Reaktoren kugelförmige Brennelemente zu verwenden, bei denen besonders hohe spezifische Oberflächen und damit gute Wärmeübertragung in das Kühlmittel erreicht werden kann; Erfahrungen mit Brennelementen dieser Art sind bisher nicht veröffentlicht worden.

2.125 Brennelementschäden

Das Ziel der Entwicklung von Brennelementen muß es sein, deren Aufbau so zu vervollkommnen, daß ein Abbrand des im Brennstoff enthaltenen Spaltstoffs bis zu der Grenze hin möglich wird, die durch die Änderung der Neutronenbilanz des Reaktors auf Grund der Spaltstoffverarmung und des Einfangquerschnitts der beim Spaltprozeß entstehenden Folgeprodukte gezogen wird.

Dieses Ziel ist bisher, im Mittel gesehen, keinesfalls erreicht worden, da Brennelemente aus einer Vielzahl von Gründen schon vor Erreichen dieser Grenze so beschädigt werden können, daß sie ausgewechselt werden müssen. Die häufigsten Ursachen solcher Schäden lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen:

a) Deformation des Brennstoffs. In den vorangegangenen Abschnitten wurde die unter Einwirkung des Strahlungsfeldes und wechselnder thermischer Beanspruchung auftretende irreversible Formänderung von Uranmetall beschrieben. Sofern sie eine gewisse Grenze übersteigt, führt sie zu einer Verbiegung der Stäbe bzw. zu einem Aufreißen der Ummantelung, was zum Ausfall des Elements führt. Weiterhin wird durch die Spaltprozesse eine Volumvergrößerung des Brennstoffs bedingt (swelling), die ebenfalls zu einer Veränderung der äußeren Abmessungen der Elemente führen kann und damit zu einer Störung des Kühlkreislaufs. Beim Einsatz von Uranmetall in Gestalt von massiven Stäben können außerdem auf Grund innerer Spannungen mikroskopische Risse auftreten, die ebenfalls häufig zu einem Aufreißen des Mantels führen. Ursachen dieser Risse können entweder zu hohe Temperaturen im Kern solcher Elemente sein (Überschreitung der Beta-Transformationstemperatur mit Volumänderung) oder mechanische Überbeanspruchung des Materials auf Grund der unvermeidbaren Temperaturgradienten. Die mechanische Festigkeit von Uranmetall im natürlichen Zustand ist zwar ausreichend, um die bei den üblichen Abmessungen und Temperaturen auftretenden thermischen Spannungen aufzunehmen; durch Materialschädigung unter dem Einfluß des Strahlenfeldes sinkt sie jedoch beim Reaktorbetrieb schnell ab, wodurch Schäden dieser Art möglich werden.

Eine weitere bekannte Form der Schädigung ist die Aufrauhung der Uranmetalloberfläche unter dem Einfluß des anisotropen Kristallwachstums, die insbesondere dann zum Ausfall des Elements führt, wenn der Uranstab nicht mit dem Mantel verlötet ist und sich daher bei Temperaturwechselbeanspruchung relativ zu ihm bewegt und starke Reibungen ausübt.

Eine Deformation bei Einsatz von Urandioxyd und -karbid ist nur in sehr viel geringerem Umfang zu erwarten, da in diesen Fällen durch Verwendung eines leicht porösen Materials ausreichendes Volumen für die entstehenden Spaltprodukte zur Verfügung steht, so daß eine nennenswerte Änderung des Gesamtvolumens vermieden werden kann. Der bei diesen Materialien charakteristische Zerfall der ursprünglichen Formkörper in Einzelteile unter dem Einfluß von thermischen Spannungen oder mechanischem Druck hat im allgemeinen keine schädlichen Formänderungen der Elemente zur Folge.

b) Unzureichende Wärmeübertragung. Sehr wesentlich für die Lebensdauer eines Brennelements ist der gleichmäßige Wärmekontakt des Brennstoffs mit der Ummantelung über seine gesamte Oberfläche. Treten durch Ausbildung eines Spaltes zwischen Brennstoff und Mantel Störungen auf, so führt dies zu einer lokalen Überhitzung des Brennstoffs, die bei allen Materialien zu starken thermischen Spannungen führen muß, im Falle der Verwendung von Uranmetall in der Alpha-Phase außerdem zur Erreichung der Beta-Transformationstemperatur führen kann und damit unvermeidlich zu Volumänderungen. Darüber hinaus können unter Mitwirkung solcher heißer Stellen (hot spots) Reaktionen des Brennstoffs mit dem Mantelmaterial erfolgen, die zu einer Vergrößerung der Fehlstellen und damit zu einer stärkeren Abhebung des

Mantels führen, die schließlich die Funktion des Gesamtelements beeinträchtigen. Treten solche Fehlstellen bei gelöteten Elementen auf, ist die Überschreitung der Schmelztemperatur des Lotes mit entsprechend beschleunigten Reaktionen zwischen Lot und Brennstoff bzw. Mantelmaterial möglich.

Schädigungen dieser Art sind bei Verwendung oxydischer und karbidischer Brennstoffe dank deren günstigerer Struktur von geringerer Bedeutung, verlangen jedoch auch in diesen Fällen eine Berücksichtigung hinsichtlich der Auswahl des Mantelmaterials.

c) Korrosion. Beim unbeschädigten Brennelement ist lediglich ein Korrosionsangriff der Oberfläche des Mantelmaterials durch das Kühlmittel möglich. Die Auswirkungen einer Flächenkorrosion können durch Erprobung des Materials vor der Verwendung im Reaktor zuverlässig geprüft werden, so daß sie keine nennenswerte Gefährdung der Elemente im Reaktor darstellen. Die Hauptgefahr stellen hier bei der Kontrolle nicht erkannte Fehlstellen in der Ummantelung dar (Poren, Mikrorisse usw.) sowie ein gelegentlich auftretender Lochfraß. Die möglichen Folgen eines solchen lokalen Angriffs sind wiederum unterschiedlich und abhängig von der Art des verwandten Brennstoffs. Tab. **149.1**[1]) gibt Aufschluß über die Temperatur, bei der schädliche Reaktionen zwischen Uran und verschiedenen Kühlmitteln auftreten:

149.1 Grenztemperaturen für verschiedene Kühlmittel. Oberhalb dieser Grenztemperatur tritt Korrosion auf.

Luft	Wasser	CO_2	H_2/D_2	Na	Bi	Pb	He
50 °C	50 °C[2])	175 °C	100 °C	900 °C	Schm.P.	Schm.P.	keine Reakt.

Die Reaktion von Uran mit Wasser oberhalb 150 °C kann zu besonders schnellen und starken Schädigungen der Brennelemente führen. Sie läuft nach den folgenden Reaktionsgleichungen ab:

$$U + 2\,H_2O \rightarrow UO_2 + 2\,H_2. \qquad (1)$$

$$U + 1^1/_2\,H_2 \rightleftarrows UH_3, \text{ nicht stabil von 270 bis 420 °C.} \qquad (2)$$

$$UH_3 + 2\,H_2O \rightarrow UO_2 + 3^1/_2\,H_2.$$

Sofern der an der undichten Stelle durch Überhitzung entstehende Wasserdampf zwischen Uranmetall und Ummantelung in die Umgebung der beschädigten Stelle vordringen kann, führt die dort bedingte Bildung von Wasserstoff zum Entstehen lokaler, hoher Drucke, die zu einer Abhebung des Mantels und schließlich zu seiner Zerstörung führen. Diese Erscheinung tritt bei den in Druck- und Siedewasserreaktoren üblichen Wassertemperaturen von über 200 °C nach Entstehen eines ersten Kontakts zwischen dem Brennstoff und dem Kühlmittel in wenigen Minuten auf, so daß hier normale Kontrolleinrichtungen zur Überprüfung der Brennelemente keinen ausreichenden Schutz gewähren können. Aus diesem Grunde muß, wenn überhaupt Uranmetall für wassergekühlte Reaktoren mit hoher Temperatur verwandt wird, durch eine Verlötung zwischen Ummantelung und Brennstoff Sorge getragen werden, so daß ein Eindringen des Wasserdampfes zwischen Brennstoff und Mantel nicht möglich ist, wie dies technisch erreicht werden kann. Eine weitere Schutzmaßnahme besteht in der Verwendung korrosionsbeständiger Uranlegierungen, was jedoch notwendig zu einer Verschlechterung der Neutronenbilanz des Reaktors führt.

Im Falle der Verwendung von Urandioxyd kann eine katastrophale Korrosion dieser Art nicht auftreten, da seine Beständigkeit auch gegen Wasser höherer Temperatur ungleich größer ist als die von Uranmetall. Dasselbe Problem stellt sich dagegen verstärkt bei der Verwendung von Urankarbiden in solchen Reaktoren, da ihr Korrosionswiderstand gegenüber Wasser noch wesentlich geringer ist als der von Uran.

[1]) Wyatt, L. M., Nucl. Power **1** (1956), 25.

[2]) Diese Temperaturgrenze kann bei geeigneten U-Legierungen heraufgesetzt werden.

Unabhängig von der Art des Brennstoffes wird bei allen ummantelten Brennmaterialien ein undicht gewordenes Brennelement ausgewechselt werden müssen wegen des sonst unvermeidbaren Eindringens aktiver Spaltprodukte aus dem Brennstoff in das Kühlmittel.

2.126 Prüfung von Brennelementen

Da die Beschädigung eines Brennelements zu einer empfindlichen Störung des Reaktorbetriebs führt und in der Mehrzahl der Fälle zu einer zeitweiligen Abstellung zwingt, muß äußerster Wert darauf gelegt werden, die Brennelemente vor ihrem Einsatz auf ihre Funktionstüchtigkeit zu überprüfen. Diese Prüfung umfaßt in erster Linie die Kontrolle des Brennstoffs, der Ummantelung und des Wärmekontakts zwischen beiden.

Brennstoffprüfung. Die Prüfung ist dann besonders vordringlich, wenn als Brennstoff Uranmetall mit seinen verschiedenartigen Schädigungsmöglichkeiten verwandt wird.
Die Untersuchung erfolgt nach bekannten Methoden, und zwar in erster Linie in bezug auf das Gefüge des Materials, insbesondere seine Korngröße und Homogenität. Zur Unterdrückung des Einflusses der irreversiblen Formänderungen ist eine geringe Korngröße immer erwünscht, wobei es je nach Form der Brennstoffelemente jedoch nicht immer möglich ist, sie über die gesamte Ausdehnung des Materials gleichmäßig zu halten. Inhomogenitäten in dieser Hinsicht stören so lange nicht, wie sie nicht zu unsymmetrischen Spannungen im Brennstoff führen, die zu einer Verbiegung des Elements führen würden.
Entscheidender Wert ist auf die Kontrolle der Textur des Uranmetalls zu legen, da sie maßgeblich ist für das Auftreten der bekannten Formänderungen. Es stehen in diesem Fall verschiedene Untersuchungsmöglichkeiten zur Verfügung, z. B. Röntgenfeinstrukturuntersuchungen, Dilatometerprüfung und Temperaturwechselbeanspruchung. Mindestens eine dieser drei Untersuchungen sollte an jedem Brennelement durchgeführt werden.

Ummantelung. Das zur Ummantelung verwandte Material muß sorgfältig auf lokale Fehlstellen geprüft werden, die beim Reaktorbetrieb zu Undichtigkeit führen könnten. Besonders wichtig ist die Dichtigkeitsprüfung des fertig ummantelten Elements unter Berücksichtigung der vorhandenen Schweißnähte.
Hierfür stehen verschiedene Methoden zur Verfügung, unter denen die bekannte massenspektrographische Prüfung (Heliumlecksucher) besonders empfindlich ist. Eine weitere Möglichkeit besteht im Einsatz des fertigen Brennelements unter Druck und erhöhter Temperatur in einem Autoklav gemeinsam mit einem Medium, das mit dem Brennstoff unter den Versuchsbedingungen schnell reagiert (im Falle von Uranmetall also z. B. Wasser bei Temperaturen über 150 °C). Lokale Undichtigkeiten machen sich entweder durch eine schnelle Zerstörung des Elements oder mindestens durch die Farbe der in der Umgebung einer evtl. Undichtigkeit auftretenden Reaktionsprodukte bemerkbar. Die Methode ist wenig wirksam im Falle gelöteter Elemente, da im allgemeinen die Lotschicht die Reaktion des Brennstoffs mit dem Prüfmedium so stark verzögert, daß ein sicherer Rückschluß unmöglich ist. Sie ist auch nicht sinnvoll verwendbar im Falle des Einsatzes von Urandioxyd als Brennstoff, da dieses mit den aus Rücksicht auf das Mantelmaterial verwendbaren Korrosionsmedien zu langsam reagiert. Eine dritte Möglichkeit besteht darin, das fertige Element in einem Autoklaven über längere Zeit einem inerten Gas unter höherem Druck auszusetzen und dann plötzlich zu entspannen. Sofern eine Undichtigkeit vorhanden ist, dringt das Gas bis zum völligen Druckausgleich in das Element ein. Bei der plötzlichen Entspannung ist im allgemeinen ein schneller Druckausgleich durch die Fehlstelle mit ihrer geringen Öffnung nicht möglich, so daß die Ummantelung aufgetrieben wird, was

visuell leicht festzustellen ist. Auch diese Methode ist nur dann anwendbar, wenn keine Verlötung zwischen Brennstoff und Ummantelung erfolgt, da in diesen Fällen ein Eindringen des Prüfgases in das Innere des Elements verhindert wird. Die Methode ist jedoch unabhängig von der Art des verwandten Brennstoffs.

Wärmekontakt. Eine Prüfung des guten Wärmekontakts zwischen Brennstoff und Mantelmaterial ist in den Fällen wichtig, wo diese für die Funktion des Brennelements auf Grund der Eigenschaften des Brennstoffs von Wichtigkeit ist. Insbesondere ist sie dann sinnvoll, wenn eine metallische Bindung zwischen Brennstoff und Ummantelung angestrebt wird, z. B. im Fall einer Verlötung. Ziel der Prüfung muß es sein, eine Sicherheit zu geben hinsichtlich der maximalen Größe von Fehlstellen der Bindung. Es sind hierfür eine Reihe von Methoden möglich, beispielsweise eine röntgenographische, induktive, thermische oder akustische Bindungsprüfung. Besonders geeignet erscheint die Verwendung einer Ultraschalluntersuchung im Durchstrahlverfahren mit Unterwasserankoppelung, bei der durch Ausblendung und gegebenenfalls Bündelung des Schallstrahls noch verhältnismäßig kleine Fehlstellen (wenige mm^2) nachgewiesen werden können. Auch diese Prüfung sollte an jedem einzelnen Element vor dem Einsatz durchgeführt werden.

2.127 Brutelemente

Ähnliche Aufgabenstellungen wie bei der Einführung von Brennstoffen in Reaktoren treten in manchen Fällen hinsichtlich der Einbringung von Brutstoffen auf. Im Falle thermischer Reaktoren ist das wichtigste Brutmaterial Thorium 232. Seine Verwendung erfolgt entweder als Thoriummetall oder als Thoriumdioxyd, wobei hinsichtlich der Reinheit ähnliche Forderungen wie bei den Brennstoffen gestellt werden (s. 2.113). Sofern der Brutstoff innerhalb des Kühlmittels liegt, ist aus ähnlichen Gründen wie beim Brennstoff eine Ummantelung erforderlich, wobei im wesentlichen dieselben Anforderungen gestellt werden in bezug auf Dichtigkeit und Korrosionswiderstand des Mantelmaterials. Wärmeübergangsfragen sind immer dann von untergeordneter Bedeutung, wenn das Auswechseln solcher Brutelemente erfolgt, bevor der Anteil des entstandenen U^{233} so hoch wird, daß die im Brutelement ablaufenden Spaltprozesse einen sehr nennenswerten Anteil an thermischer Energie liefern.

Thoriummetall ist dank seiner Duktilität gut zu verarbeiten, hat jedoch einen ähnlich geringen Korrosionswiderstand gegenüber den üblichen Kühlmitteln wie Uran. Aus diesem Grunde wird vielfach die Verwendung von Thoriumdioxyd bevorzugt, das außerordentlich widerstandsfähig ist, jedoch bei der Aufarbeitung auf Grund seiner sehr schlechten Löslichkeit in normalen Lösungsmitteln Schwierigkeiten macht.

Sofern auf die Gewinnung reinen Urans 233 Wert gelegt wird, muß der Brutstoff Thorium getrennt vom Brennstoff Uran eingesetzt werden. In anderen Fällen wird das Ziel angestrebt, den entstehenden Spaltstoff Uran 233 zu einem hohen Prozentsatz im Reaktor selbst zur Energiegewinnung zu nutzen. Unter diesen Umständen ist eine Trennung von den im Brennstoff vorhandenen Uranisotopen nicht erforderlich, weswegen dann Brutstoffe und Brennstoffe im gleichen Element eingesetzt werden können. Eine bekannte Form solcher Elemente besteht aus einer Mischung von Uran und Thoriumoxyd, die nach genau denselben Grundsätzen eingesetzt wird wie reines Urandioxyd. Mit Elementen dieser Art sind besonders hohe Energieausbeuten ohne Aufarbeitung möglich.

2.13 Brems- und Regelstäbe*)

Die Aufgabe der betriebssicheren Steuerung des Neutronenflusses von der Feinregulierung über den Ausgleich langfristiger Reaktivitätsschwankungen bis hin zur völligen Unterbrechung der Kettenreaktion mit Regel-, Trimm- und Abschaltelementen

*) Verfaßt von G. Schneider, Wolfgang bei Hanau.

ist ein sehr wesentliches Problem bei allen Reaktoren. Anders als bei Brennstoffelementen liegen jedoch hier die Schwierigkeiten in erster Linie nicht bei der Auswahl und Schaffung geeigneter Werkstoffe, sondern bei der konstruktiven Durchführung.
Die wesentlichen Gesichtspunkte hinsichtlich der Funktion eines solchen Regelsystems werden in Abschn. 3.5 behandelt, so daß hier nur kurz auf die in diesem Zusammenhang auftretenden Werkstoffragen eingegangen werden muß.
Bei den meisten Reaktoren werden Trimm- und Abschaltelemente konstruktiv zu einer Einheit verbunden, wodurch hohe Anforderungen hinsichtlich Schnelligkeit und Zuverlässigkeit des Bewegungsmechanismus gestellt werden. Aus diesem Grunde müssen die angewandten absorbierenden Materialien so gewählt werden, daß sie gute Formgebung und geringes Gewicht ermöglichen. Regelelemente, mit denen nur geringe Änderungen der Reaktivität gesteuert werden sollen, stellen nur unbedeutende Anforderungen an die verwandten Werkstoffe.
In der Mehrzahl der Fälle wird das absorbierende Material in Gestalt einfacher Stäbe, Rohre und Platten in ebener und gekrümmter, quadratischer oder rechteckiger Form verwandt. Als neutronenabsorbierende Werkstoffe werden in der Hauptsache Bor, Cadmium oder Hafnium verwandt, wobei anders als bei Brennelementen hier keine besonderen Anforderungen hinsichtlich Reinheit gestellt werden müssen. Bei Trimm- und Abschaltstäben, die sich meist im Kühlmedium der Brennelemente oder im Falle von Schwerwasserreaktoren im Moderator befinden, müssen die absorbierenden Materialien ähnlich wie die Brennstoffe durch eine Ummantelung von dem umgebenden Medium getrennt werden. Bei der Verwendung von Bor oder Borverbindungen muß dabei Sorge getragen werden, daß die durch die Folgereaktionen des Neutroneneinfangs frei werdende Energie, ähnlich wie bei Brennstoffelementen, abgeführt werden kann. Bei der Verwendung von Cadmium als absorbierende Substanz entstehen keine nennenswerten Energien, die abgeführt werden müßten, dagegen eine starke Gamma-Strahlung, die besondere Aufgaben hinsichtlich Abschirmung stellt.
Sowohl Bor als auch Cadmium werden aus Formgebungsgründen bevorzugt in Gestalt von Legierungen verwandt, z. B. Borstähle oder Boral (Bor-Aluminium) bzw. Cadmium-Silberlegierungen. Da hier Einschränkungen hinsichtlich des Neutroneneinfangquerschnitts bei den Legierungselementen nicht bestehen, braucht bei deren Auswahl nur auf ihre technologischen und chemischen Eigenschaften Rücksicht genommen zu werden.

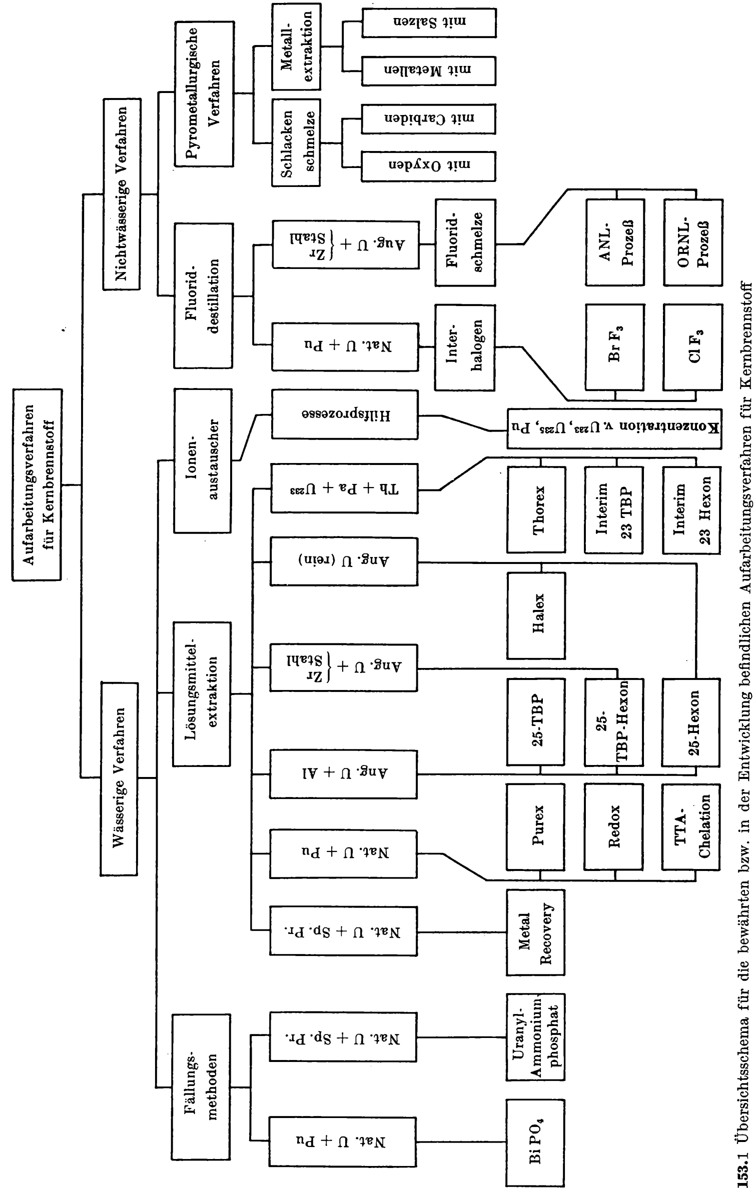
2.14 Aufarbeitung von Kernbrennstoff*)

2.141 Allgemeines

Im Gegensatz zu fossilem Brennstoff kann Kernbrennstoff nicht in einem Zuge vollständig umgesetzt werden. Die Verarmung an Spaltmaterial und die Anhäufung von Spaltprodukten, welche durch ihre Neutronenabsorption als Reaktorgifte wirken, führen zu einer Reaktivitätsabnahme des Reaktorkerns und schließlich zum Abbruch der Kettenreaktion. Bei heterogenen Reaktoren kommt eine strukturelle Veränderung der Brennelemente durch die Strahlenschädigung hinzu, welche sogar meist den begrenzenden Faktor für den möglichen Abbrand bildet. Daher wird eine wiederholte Aufarbeitung der Brennelemente erforderlich.

Anforderungen an den chemischen Aufarbeitungsprozeß. Das Ziel der chemischen Aufarbeitung ist die Befreiung des unverbrauchten Kernbrennstoffs von radioaktiven Spaltprodukten und gegebenenfalls die Abtrennung des durch Brüten erzeugten Plutoniums oder Uran 233. Die Spaltprodukte und das gebrütete Material bilden dem Gewicht nach nur einen sehr kleinen Bruchteil des zu verarbeitenden Brennstoffs. So liefert z. B. 1 t natürliches Uran bei einem Abbrand von 3000 MWd/t und einem

*) Verfaßt von W. Schüller, Frankfurt/Hoechst.



153.1 Übersichtsschema für die bewährten bzw. in der Entwicklung befindlichen Aufarbeitungsverfahren für Kernbrennstoff

Konversionsverhältnis von 0,8 etwa 3 kg Spaltprodukte und 2,8 kg Pu. Die hohe Aktivität der Spaltprodukte erfordert jedoch eine sehr weitgehende Dekontaminierung des Brennstoffs (Dekontaminierungsfaktor 10^6 bis 10^8), wenn dieser bei der Neufabrikation von Brennstoffelementen ohne besondere Abschirmung verarbeitet werden soll[1] [2]). Ferner duldet der beträchtliche wirtschaftliche Wert des spaltbaren Materials keine nennenswerten Verluste, so daß an die Ausbeute der Aufarbeitungsverfahren sehr hohe Anforderungen gestellt werden müssen ($> 99{,}9\,\%$)[2]).

Besondere Probleme ergeben sich aus der starken Radioaktivität des gebrauchten Kernbrennstoffs. Bei der Entnahme aus dem Reaktor sind Aktivitäten von 10^4 c/kg in natürlichem Uran keine Seltenheit. Bei angereichertem Uran können die Aktivitäten noch um mehrere Größenordnungen höher sein[3]). Daher werden die Brennstoffelemente meist für einige Monate unter Wasser gelagert, bis die Aktivität der Spaltprodukte kurzer Halbwertszeit weitgehend abgeklungen ist. Die hohen Investitionskosten von hochangereichertem Brennstoff setzen dieser Kühlzeit jedoch eine wirtschaftliche Grenze[4]). Selbst nach der Abkühlung sind die Aktivitäten noch so beträchtlich (bei der Lösungsmittelextraktion bis zu 150 c/l), daß große Aufwendungen für die Abschirmung wenigstens der ersten Prozeßstufen erforderlich sind.

Die verwendeten Anlagen und Geräte müssen verläßlich und möglichst wartungsfrei arbeiten; absolute Leckdichtigkeit ist Voraussetzung[2]) [5]). Bei Verarbeitung von angereichertem Material muß die Möglichkeit zur Bildung nuklear-kritischer Massen sorgfältig vermieden werden[6]).

Die bisher bewährten oder in der Entwicklung befindlichen Trennverfahren lassen sich in wässerige und nichtwässerige Verfahren einteilen (Fig. **153.1**). Zur ersten Gruppe zählen die Fällungsmethoden, die Ionenaustauscher und die heute am weitesten entwickelten Verfahren der Lösungsmittelextraktion. Zur zweiten Gruppe sind die Destillation der Fluoride und die pyrometallurgischen Prozesse zu rechnen.

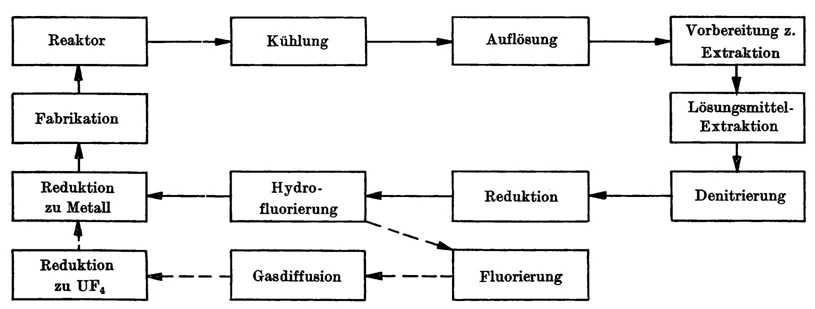
2.142 Wässerige Aufarbeitungsverfahren

Ein Vorteil der wässerigen Methoden ist die Tatsache, daß es sich um konventionelle Trennverfahren handelt, über die bereits weitgehende Erfahrungen vorhanden sind. Sie können dem jeweils vorliegenden Zweck gut angepaßt werden und liefern eine ausgezeichnete Reinigung des Brennstoffs von Spaltprodukten (Dekontaminierung). Auf der anderen Seite zeigt die Betrachtung des vollständigen Brennstoffkreislaufs (Fig. **155.1**), daß der Umweg über die wässerige Phase eine erhebliche Anzahl von Prozeßschritten erfordert. Außerdem sind die organischen Lösungsmittel und Ionenaustauschharze empfindlich gegen Strahlung[7]) und müssen durch „Kühlung" des Brennstoffs und entsprechende Verdünnung der Prozeßlösungen geschützt werden.

Fällungsmethoden. Die Fällungsmethoden sind für viele kernchemische Trennungsprozesse im Labormaßstab herangezogen worden[8]). Die dabei gewonnenen Er-

[1]) Bruce, F. R., Fletcher, J. M., Hymann, H. H., Katz, J. J., Process Chemistry, Progress in Nuclear Energy, Series III, New York 1956, S. 172.
[2]) Nichols, C. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 453, P/414.
[3]) Culler, F. L., Bruce, F. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 484, P/541.
[4]) Culler, F. L., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 464, P/822.
[5]) Pratt, H. R. C., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 520, P/765.
[6]) McKay, H. A. C., Nichols, C. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 13, S. 311, P/454.
[7]) Cathers, G. I., Process Chemistry, New York 1956, S. 68. — Cathers, G. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 490, P/743.
[8]) Seaborg, G. T., Katz, J. J., The Actinide Elements, NNES IV-14 A, New York 1954. — Coryell, C. D., Sugarman, N., Radiochemical Studies: The Fission Process, NNES IV-9, New York 1951.

fahrungen führten zur Entwicklung des Wismut-Phosphat-Prozesses[1]), mit dessen Hilfe erstmalig die Gewinnung und Reinigung von Plutonium aus bestrahltem natürlichen Uran in größerem Maßstab durchgeführt werden konnte.



155.1 Schema für den Brennstoffkreislauf mit Aufarbeitung durch Lösungsmittelextraktion. — Aus: Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/I.

Die Trennung beruht auf der Tatsache, daß die einfachen Salze des sechswertigen Urans und Plutoniums in Wasser löslich, eine Reihe von Salzen des vierwertigen Zustandes (z. B. Phosphate und Fluoride) hingegen unlöslich sind (s. Abschn. 2.4). Plutonium kann daher von Uran z. B. durch Fällung aus einer salpetersauren Lösung getrennt werden, die U (VI) und Pu (IV) enthält. Zur quantitativen Fällung und Abscheidung der geringen Mengen Plutonium verwendet man Trägersubstanzen, im vorliegenden Falle $BiPO_4$ und LaF_3. Beim Wismut-Phosphat-Prozeß, der einen Dekontaminierungsfaktor von etwa 10^7 und eine Plutoniumausbeute von 95% liefert, wird auf die Gewinnung des Urans kein Wert gelegt. Er ist heute durch die Verfahren der Lösungsmittelextraktion weitgehend überholt.

Neben der Anwendung bei Laboruntersuchungen haben die Fällungsmethoden heute eine gewisse Bedeutung als Teilprozesse in Verbindung mit anderen Trennverfahren, insbesondere bei der Aufarbeitung homogener Brennstofflösungen. Bei der Aufarbeitung der Thoriumoxyd-Aufschlämmung im Brutmantel des homogenen Thorium-Brutreaktors ist die Isolation des Pa^{233} durch Träger-Fällung mit MnO_2 geplant[2]). In Kombination mit der Flüssig-Flüssig-Extraktion werden Fällungsmethoden als letzte Konzentrationsstufe angewandt, etwa durch Fällung des U und Pu als Oxalat[3]). Fällungsprozesse sind im allgemeinen recht vielseitig und können leicht auf größere Maßstäbe übertragen werden; nachteilig ist jedoch, daß sie nicht für kontinuierlichen Betrieb geeignet sind und nur mäßige Ausbeute liefern.

Lösungsmittelextraktion. Die am weitesten fortgeschrittenen und vielseitigsten Verfahren zur Brennstoffaufarbeitung bedienen sich der Lösungsmittelextraktion. Über die zugrunde liegenden chemischen Untersuchungen ist an verschiedenen Stellen berichtet worden[4]).

Die Aufarbeitung von Brennstoff durch Flüssig-Flüssig-Extraktion umfaßt folgende Prozeßschritte: 1. Auflösung der Brennstoffelemente; 2. Trennung und Reinigung der Komponenten durch Extraktion; 3. Konzentration und Denitrierung der Produkt-

[1]) Lawroski, S., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 575, P/823. — Thompson, S. G., Seaborg, G. T., Process Chemistry, New York 1956, S. 163.
[2]) Ferguson, D. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 514, P/551.
[3]) Goldschmidt, B., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 492, P/349.
[4]) Fletcher, J. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 459, P/413. — Process Chemistry, New York 1956, Abschn. 4.

lösungen; 4. Lösungsmittel-Regenerierung; 5. Beseitigung der radioaktiven Abfalllösungen.

Zur Auflösung der Brennstoffelemente wird meistens Salpetersäure, gegebenenfalls unter Zusatz von Katalysatoren, verwendet[1]), die in jedem Falle die wässerige Phase des Extraktionsprozesses bildet.

Für die Auswahl des organischen Lösungsmittels sind dessen Selektivität für die gewünschten Stoffe, Stabilität gegen Bestrahlung, Dichteunterschied und Unmischbarkeit mit der wässerigen Phase, Wiedergewinnbarkeit, Viskosität, Toxizität, Unbrennbarkeit und Herstellungskosten maßgebend[2]). Es sind eine ganze Reihe von Lösungsmitteln gefunden worden, die diesen Bedingungen weitgehend entsprechen. Am erfolgreichsten haben sich Tri-n-butylphosphat (TBP), Methyl-isobutyl-keton (Hexon), Dibutylcarbitol (DBC) und Thenoyl-trifluor-aceton (TTA) behauptet.

Bei der an die Auflösung anschließenden Extraktion handelt es sich je nach Art des Kernbrennstoffs um eine der drei folgenden Aufgaben: a) Trennung von Pu, nat. U und Spaltprodukten; b) Trennung von angereichertem U von Al oder anderen Legierungs- und Umkleidungsmetallen (Zr, rostfreier Stahl) sowie von Spaltprodukten; c) Trennung von U^{233}, Pa und Th.

Für jedes der drei Trennprobleme sind mehrere Extraktionsverfahren entwickelt worden, die einschließlich der Fließschemata in übersichtlicher Form von Culler[2]) zusammengestellt worden sind. Über einige neuere Extraktionsverfahren für die Aufarbeitung hochlegierter Brennelemente ist kürzlich berichtet worden[3]). Da eine Beschreibung der einzelnen Trennverfahren hier zu weit führen würde, sind die zur Zeit bekannten Prozesse in Tab. **A** 11 zusammengefaßt.

Die nach der letzten Trennstufe anfallenden Produktlösungen von Uranyl- und Plutonyl-Nitrat müssen konzentriert und dann durch Denitrierung[4]) in die Oxyde überführt werden, wobei die Salpetersäure weitgehend zurückgewonnen werden kann.

Das Lösungsmittel läßt sich durch Auswaschung der durch Bestrahlung entstandenen Zerfallsprodukte regenerieren und im Kreislauf zurückführen. Ein besonderes Problem bereiten die stark radioaktiven Abfall-Lösungen, welche die Spaltprodukte enthalten. Über ihre Behandlung wird in einem gesonderten Abschnitt berichtet (s. 2.5).

Trennung von natürlichem Uran, Plutonium und Spaltprodukten. Bei der Aufarbeitung von bestrahltem natürlichen oder schwach angereichertem Uran sind die gebrüteten Mengen Plutonium hinreichend groß, um ihre Abtrennung zu rechtfertigen. Beim Redox-, Purex- und TTA-Verfahren (s. Tab. **A** 11) wird daher eine vollständige Trennung von Uran, Plutonium und Spaltprodukten durchgeführt. Am besten haben sich das Redox- und Purex-Verfahren bewährt, während das TTA-Verfahren durch seine geringe Reaktionsgeschwindigkeit benachteiligt ist. Zur nachträglichen Aufarbeitung von Gemischen aus Uran und Spaltprodukten, wie sie etwa als Rückstand beim Wismut-Phosphat-Prozeß anfallen, dient der „Metal Recovery Process".

Trennung von angereichertem Uran und Al (bzw. Zr; rostfreier Stahl). Brennstoffelemente aus angereichertem Uran werden meist in Form von Metall-Legierungen mit Umkleidung hergestellt. Während die Separierung von Plutonium hier nicht lohnt, muß der Brennstoff von Spaltprodukten und Legierungsmetallen befreit

---

[1]) Foster, D. L., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 546, P/547. — Blanco, R. E., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/II. — Process Chemistry, New York 1956, Abschn. 3.

[2]) Culler, F. L., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 464, P/822.

[3]) Stevenson, C. E., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/VIII.

[4]) Geier, R. G., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. II/V. — Reas, W. H., Harmon, K. M., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. II/VII.

werden. Die Auflösung von Al-haltigen Elementen gelingt in Salpetersäure mit Zusatz von $Hg(NO_3)_2$ als Katalysator. Zirkon- und Stahllegierungen können mit Hilfe von Flußsäure bzw. Schwefelsäure aufgelöst werden[1]). Die anschließenden Extraktionsverfahren 25-Hexon[2]) und 25-TBP (s. Tab. **A** 11) entsprechen dem Redox- bzw. Purex-Prozeß unter Fortlassung der Plutoniumtrennstufe. Gute Ergebnisse sind auch durch Kombination der beiden Lösungsmittel (TBP zur Extraktion, Hexon zur Dekontaminierung) im 25-TBP-Hexon-Prozeß erzielt worden.

Trennung von Uran 233, Protactinium und Thorium. Die Konversion von Th^{232} zu U^{233} im Mantel von Brutreaktoren erfordert Verfahren zur Trennung von Uran 233, Protactinium und Thorium. Das vollständigste Verfahren ist der Thorex-Prozeß (s. Tab. **A** 11), der die Trennung aller Komponenten und ihre Reinigung von Spaltprodukten bewirkt. Die Interim 23-Prozesse[2]) (s. Tab. **A** 11) sind anwendbar, wenn zunächst auf die Isolierung des Thoriums kein Wert gelegt wird. Beim Interim-23-Hexon-Verfahren erfolgt keine Trennung des Uran 233 von dem stark radioaktiven Protactinium; er kann daher nur für Brutmaterial mit genügend langer Abkühlungszeit (zur Umwandlung des Pa^{233} in U^{233}) eingesetzt werden. Dagegen ist der Interim-23-TBP-Prozeß auch nach kurzen Kühlzeiten anzuwenden.

Ionenaustauscher. Die selektive Adsorption der Anionen- und Kationenharze ist in der Radiochemie vor allem für schwierige Trennungen im Laboratorium verwendet worden. Mit ihrer Hilfe gelang die Trennung und Konzentration der Actiniden sowie der Spaltprodukte aus der Gruppe der seltenen Erden (s. 2.2).

Ein ausschließlich mit Ionenaustauschern arbeitendes Aufarbeitungsverfahren für Kernbrennstoff ist bisher nur in kleinen Versuchsanlagen untersucht worden[3]) [4]). Derartige Verfahren erscheinen auch nicht sehr aussichtsreich, da die in Frage kommenden organischen Harze bei der intensiven Strahlung der Spaltprodukte chemischen Veränderungen unterliegen.

Von großer Bedeutung sind Ionenaustauschverfahren als Teilprozesse in Verbindung mit anderen Aufarbeitungsmethoden, besonders zur Konzentration von Lösungen von U^{233}, Pu und angereichertem Uran[5]). Hier sind Ionenaustauscher den Eindampfungs- und Fällungsmethoden überlegen[3]) [6]). Die Verwendung phenolischer Kationenharze zur kontinuierlichen Beseitigung von Spaltprodukten aus einer homogenen Brennstofflösung ist von Ferguson[7]) untersucht worden.

2.143 Nichtwässerige Aufarbeitungsverfahren

Wegen der Bedeutung der Uranfluoride (UF_4 und UF_6) für die Herstellung des Metalls und die Isotopenanreicherung ist es naheliegend, die Trennung und Dekontaminierung durch Destillation der Fluoride auszuführen, wozu sich das leichtflüchtige UF_6 besonders eignet (Fig. **158**.1).

Die Zahl der Bearbeitungsschritte läßt sich gegenüber der Fluoriddestillation noch weiter herabsetzen, wenn man zur Aufarbeitung pyrometallurgische Verfahren heranzieht. Hierzu zählen das Schlackenschmelzverfahren und die Extraktion aus der Metallschmelze mit Hilfe von Metallen oder Salzgemischen. Fig. **158**.2 zeigt das Schema eines derartigen Prozesses für einen Leistungsbrutreaktor.

---

[1]) Stevenson, C. E., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/VIII. — Slansky, C. M., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. II/II A.

[2]) 25 steht für Uran 235: Erste Kennziffer: Th = 0, Pa = 1, U = 2, Np = 3, Pu = 4. Zweite Kennziffer = letzte Ziffer der Massenzahl.

[3]) Lawroski, S., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 575, P/823.

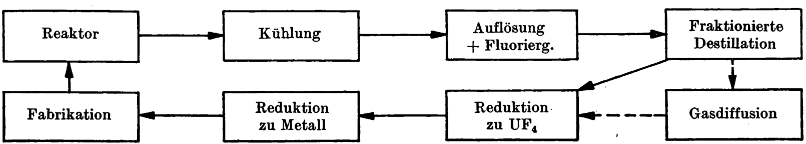
[4]) Chesne, A., Regnaut, P., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 583, P/350.

[5]) McKay, H. A. C., Fletcher, J. M., Process Chemistry, New York 1956, S. 147. — Gresky, A. T., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 505, P/540.

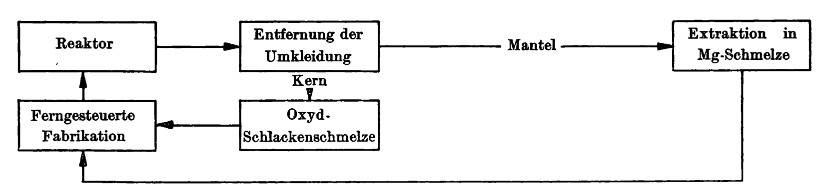
[6]) Bruce, F. R., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. II/VI.

[7]) Ferguson, D. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 514, P/551.

In den letzten Jahren ist intensiv an der Entwicklung der nichtwässerigen Aufarbeitungsverfahren gearbeitet worden[1] [2], weil sie die Möglichkeit bieten, durch Verminderung der Prozeßstufen die Anlagekosten zu senken. Da auf die Strahlungsempfindlichkeit organischer Lösungsmittel keine Rücksicht genommen werden muß,



158.1 Schema für den Brennstoffkreislauf mit Aufarbeitung durch Destillation der Fluoride. — Aus: Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/I.



158.2 Schema für den Brennstoffkreislauf eines Brutreaktors mit Aufarbeitung durch pyrometallurgische Verfahren. — Aus: Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/I.

können die Kühlzeiten herabgesetzt oder ganz fortgelassen und damit die Brennstoffinvestitionskosten vermindert werden. Die Abwesenheit von Wasser, das als Moderator wirkt, verringert die Gefahr der Ansammlung kritischer Massen. Außerdem treten die abgetrennten Spaltprodukte in konzentrierter Form auf und können mit geringeren Kosten gelagert werden als die umfangreichen radioaktiven Lösungen wässeriger Verfahren.

Die Vorteile der nichtwässerigen Verfahren müssen allerdings mit erheblichen technologischen Schwierigkeiten erkauft werden. So sind ganz neuartige Probleme, wie die starke Korrosion von Interhalogenverbindungen und Fluoridschmelzen sowie das Arbeiten mit radioaktiven Metallschmelzen bei hohen Temperaturen zu bewältigen. Die bisher erzielten Erfolge lassen jedoch erwarten, daß diese neuen Verfahren in absehbarer Zeit neben oder an die Stelle der konventionellen Trennmethoden treten werden.

Fluoriddestillation. Die Aufarbeitung von Kernbrennstoffen durch Destillation der Fluoride beruht auf dem großen Dampfdruckunterschied von UF_6 und den Fluoriden der meisten Spaltprodukte[2] [3]. Das Trennverfahren liefert eine Dekontaminierung bis zu 10^8 und besteht aus drei Schritten, von denen der erste die Hauptschwierigkeit bereitet: 1. Auflösung und Fluorierung der Brennelemente; 2. teilweise Dekontaminierung durch Verflüchtigung; 3. vollständige Dekontaminierung durch fraktionierte Destillation.

Die Methode der Auflösung richtet sich nach dem zu verarbeitenden Brennstoff.

Auflösung mit Interhalogenverbindungen. Anfängliche Versuche, metallisches Uran durch Einwirkung von gasförmigem Fluor aufzulösen, führten zu explosionsartiger Entzündung. Daher werden heute zur Auflösung von natürlichem oder leicht

[1] Motta, E. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 596, P/542.
[2] Lawroski, S., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/I.
[3] Hyman, H. H., Vogel, R. C., Katz, J. J., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 613, P/546.

angereichertem Uran flüssige Interhalogenverbindungen (BrF_3, ClF_3) verwendet[1] [2]. Hierbei kann ein ruhiger Reaktionsablauf auch bei Temperaturen verwirklicht werden, die wesentlich über dem Siedepunkt der Interhalogene liegen. Es sind zwei Interhalogenprozesse in der Entwicklung, der BrF_3-Prozeß[3]) und der ClF_3-Prozeß[4]); beide Verfahren sind bereits in Versuchsanlagen erprobt worden.

Auflösung in Fluoridschmelzen. Die Auflösung mit Zirkon oder rostfreiem Stahl legierter und umkleideter Brennelemente erfordert, ebenso wie bei den wässerigen Verfahren, besondere Maßnahmen. Geeignet sind eine Reihe von Fluoridsalzschmelzen[5] [6], insbesondere die Systeme NaF-ZrF_4 und NaF-LiF. Die Auflösung erfolgt bei Temperaturen von 600 bis 700 °C durch Dispersion von gasförmigem Fluorwasserstoff in der Salzschmelze. Hinsichtlich der Fluorierung des gebildeten UF_4 zu UF_6 und der Dekontaminierung werden zwei verschiedene Methoden angewandt[5]: Fluorierung mit BrF_5 und anschließende Destillation oder Fluorierung mit F_2 und Dekontaminierung durch einen Absorptions-Desorptions-Kreislauf an NaF.

Das PuF_6-Problem. Eine gewisse Schwierigkeit bei der Trennung bereitet Plutonium. Sein stabiles Tetrafluorid ist schwerflüchtig und verbleibt daher bei den Spaltprodukten. Aus diesem Grund ist die Fluoriddestillation vorerst besser für die Aufarbeitung von angereichertem Uran geeignet, bei der auf die geringen Spuren Pu kein Wert gelegt wird. Soll natürliches Uran verarbeitet werden, so ist es notwendig, das Plutonium nachträglich von den Spaltprodukten (etwa durch Lösungsmittelextraktion) zu isolieren. Ein derartiges kombiniertes Verfahren hebt natürlich wieder viele Vorteile der nichtwässerigen Methoden auf, wird aber noch immer für wirtschaftlicher gehalten als die reine Lösungsmittelextraktion.

Plutonium bildet jedoch auch ein instabiles leichtflüchtiges Hexafluorid PuF_6. Umfangreiche Untersuchungen[1] [5] [7] sind im Gange, um die Herstellung, Stabilisierung und die stark korrodierenden Eigenschaften dieser Verbindung zu beherrschen und damit auch für Natururan einen vollständigen Fluoridprozeß zu ermöglichen.

Pyrometallurgische Prozesse. Unter pyrometallurgischen Prozessen versteht man Trennverfahren, die bei hoher Temperatur ablaufen und den Kernbrennstoff unmittelbar in flüssiger metallischer Form liefern[8]. Da keine chemischen Umwandlungen des gesamten Materials notwendig sind, zeichnen sich die Verfahren durch kompakte Anordnungen aus.

Von den vielen möglichen metallurgischen Reinigungsprozessen sind zwei Arten für die Aufarbeitung von Kernbrennstoff näher untersucht worden: 1. Oxyd-Schlackenschmelze; 2. Extraktion aus der Metallschmelze.

Beide Verfahren liefern im Gegensatz zu den bisher betrachteten Methoden nur eine teilweise Dekontaminierung (Dekontaminierungsfaktor ≈ 10), die aber zur Wiederverwendung des Brennstoffs in Leistungsreaktoren ausreicht (vgl. Tab. **160.1**)[9]. Die verbleibende starke Aktivität erfordert allerdings eine völlig ferngesteuerte Herstellung neuer Brennstoffelemente, mit der in Versuchen bereits Erfolge erzielt worden sind[10].

Unterlagen über die Prinzipien und praktischen Versuchsergebnisse der metallurgischen

---

[1]) Vogel, R. C., Steunenberg, R. K., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/II A.
[2]) Hyman, H. H., Vogel, R. C., Katz, J. J., Process Chemistry, New York 1956, S. 261.
[3]) Hyman, H. H., Katz, J. J., Process Chemistry, New York 1956, S. 274.
[4]) Benton, S. T., Bernhardt, H. A., McMillan, T. S., Process Chemistry, New York 1956, S. 281.
[5]) Cathers, G. I., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/IIIC.
[6]) Hyman, H. H., Vogel, R. C., Katz, J. J., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 613, P/546.
[7]) Kessie, R. W., u. a., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/IIC.
[8]) Feder, H. M., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/IIIA.
[9]) Schraidt, J. H., u. a., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/IIIC.
[10]) Lawroski, S., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/I.

160.1 Erforderliche Dekontaminierung von Kernbrennstoffen. — Nach Schraidt, J. H., u. a., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/IIIC.

	Notwendiger Dekontaminierungsfaktor
Wiederanreicherung	∼ 1
Strahlungsschaden	∼ 1 bis 10
Vergiftung durch Spaltprodukte	∼ 1 bis 10
Direkte Herstellung von Brennelementen	∼ 10^6 bis 10^8

Aufarbeitungsverfahren finden sich in Band 9 der Genfer Berichte[1]) und an anderer Stelle[2]). Über den jüngsten Stand der Entwicklung ist auf der Brüsseler Konferenz berichtet worden[3]).

Oxyd-Schlackenschmelze. Die theoretische Grundlage für die Aufarbeitung durch Schlackenschmelze ist die verschiedene Stabilität der Metalloxyde bei hohen Temperaturen[4]). Daher können die Spaltprodukte, insbesondere die Gruppe der seltenen Erden, in der Metallschmelze vorzugsweise oxydiert und als Schlacke entfernt werden. Ein Teil der Spaltprodukte, wie Cäsium und die Edelgase, verflüchtigen sich unter den gegebenen Temperaturen. Zirkon und andere Stoffe werden durch Carbidbildung mit der Wandung der Graphitschmelztiegel beseitigt.
Ein Teil der durch Entschlackung nicht entfernten metallischen Spaltprodukte hat als Legierungsbestandteil für die Neuherstellung von Brennstoffelementen u. U. günstige Eigenschaften. Andere Spaltprodukte müssen allerdings von Zeit zu Zeit durch Hilfsprozesse, wie die selektive Fällung mit geschmolzenem Zink, beseitigt werden.

Metall-Extraktion. Eine Anzahl von Metallen (z. B. Cu, Ag und Mg) sowie verschiedene seltene Erden sind im geschmolzenen Zustand mit Uran weitgehend unmischbar. Durch Zufügung derartiger Komponenten zu einer Schmelze von Uranbrennelementen entstehen daher, ähnlich wie bei der wässerigen Lösungsmittelextraktion, zwei Phasen, wobei die Spaltprodukte und Plutonium weitgehend in das extrahierende Metall übergehen[5]).
Neben der Extraktion durch Metalle lassen sich für den gleichen Zweck auch Salzschmelzen, insbesondere Fluoride (etwa UF_4) und Chloride anwenden[6])[7]). Da die freie Energie des PuF_3 beim Schmelzpunkt des Urans negativer ist als die von UF_4, findet eine Extraktion des Plutoniums aus dem Uran nach der Reaktionsgleichung:

$$1/4\,UF_4 + 1/3\,Pu \rightarrow 1/3\,PuF_3 + 1/4\,U$$

statt[6]). Ähnliches gilt für die meisten Spaltprodukte, so daß eine ausreichende Dekontaminierung erzielt werden kann.
Die Pyrometallurgischen Prozesse sind bis zur Bearbeitung von Kilogramm-Mengen entwickelt worden. Um weitere praktische Erfahrungen zu sammeln, plant man die Einbeziehung von derartigen Verfahren in die Entwicklung von drei verschiedenen Leistungsreaktoren[4])[8]). Der aus angereichertem Uran oder Plutonium bestehende Kern des schnellen Brüters EBR-II soll durch Oxydschlackenschmelze, der aus natürlichem oder abgereichertem Uran bestehende Mantel durch Mg-Extraktion aufgearbeitet werden. Für die flüssige Uran-Wismut-Legierung des LMFRE[9]) ist eine Salzschmelzenextraktion und für das Uran des Natrium-Graphit-Reaktors SRE eine Reinigung nach dem Schlackenschmelzverfahren vorgesehen.

[1]) Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 586, P/544; S. 591, P/545; S. 596, P/542; S. 604, P/550.
[2]) Process Chemistry, New York 1956, Abschn. 7.
[3]) Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV.
[4]) Lawroski, S., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/I.
[5]) Voigt, A. F., Process Chemistry, New York 1956, S. 322. — Voigt, A. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 591, P/545.
[6]) Motta, E. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 596, P/542.
[7]) Dwyer, O. E., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 604, P/550. — Martin, F. S., Miles, G. L., Process Chemistry, New York 1956, S. 329.
[8]) Schraidt, J. H., u. a., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. IV/IIIC.
[9]) Raseman, C., u. a., Nuclear Congress, Philadelphia, Pennsylvania, 1957.

Zusammenfassende Literatur:

Bruce, F. R., Fletcher, J. M., Hyman, H. H., Katz, J. J., Process Chemistry, Progress in Nuclear Energy, Series III, New York 1956. — Selected Reference Material on Atomic Energy VI: Chemical Processing and Equipment, AEC, New York 1955. — Genf. Ber. 1955, New York 1956, Bd. 9. — Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Centre d'Etudes pour les Applications d'Energie Nucleaire (CEAN). — Technical Background Information; Study Group for Chem. Proc. Plant, OEEC, Paris, März 1957. — Benedict, H., Pigford, T. H., Nuclear Chemical Engineering, New York 1957.

2.15 Moderatoren*)

Zur Spaltung des Uranisotops 235 tragen fast ausschließlich Neutronen thermischer Energie bei, das sind solche mit einer mittleren Geschwindigkeit von $2{,}2 \times 10^5$ cm/s bzw. einer Energie von 0,026 *e*V bei 25 °C. Die bei der Spaltung freiwerdenden Neutronen haben eine Energie von durchschnittlich 1 bis 2 M*e*V. Um die Kettenreaktion im Reaktor aufrechterhalten zu können, müssen also die bei der Spaltung erzeugten schnellen Neutronen auf thermische Energie abgebremst werden. Ein Material, das die gewünschte Bremseigenschaft aufweist, wird Moderator genannt.

Beim Bremsvorgang kommt es zu elastischen Stößen zwischen dem schnellen Neutron und einer größeren Anzahl von Atomkernen des Moderators. Die pro Stoß übertragene Energie ist um so größer, je niedriger die Massenzahl des Moderatormaterials ist. Bei jedem Zusammenstoß besteht für das Neutron eine gewisse Gefahr, von dem Moderator eingefangen zu werden. Die Wahrscheinlichkeit ist während des Bremsvorgangs gering, weil der Einfangquerschnitt der meisten Materialien für schnelle Neutronen klein ist. Bei den Neutronen, die auf thermische Energie abgebremst sind, wirkt sich dagegen ein Neutroneneinfangquerschnitt des Moderatormaterials von mehr als 0,1 barn nachteilig aus, weil dadurch ihre Lebensdauer verkürzt wird. Andererseits soll der Streuquerschnitt für Neutronen und die Dichte des Moderatormaterials möglichst groß sein, weil dadurch die für den Bremsvorgang benötigte Wegstrecke kürzer wird und weniger Neutronen aus dem Reaktor entweichen können.

Ein Maß für die Eignung eines Materials als Moderator ist die Bremskraft (3.2). Diese ist um so größer, je weniger Stöße für den Bremsvorgang nötig sind und je größer der makroskopische Streuquerschnitt für epithermische Neutronen ist. Die für die Auswahl eines Moderatormaterials wesentlichen technischen Daten sind in Tab. **161**.1 zusammengestellt.

161.1 Eigenschaften von Moderatoren

	Molekulargewicht	Dichte g/cm³	Absorptionsquerschnitt barn	Bremskraft cm⁻¹
Natürliches Wasser	18	1,00	0,66	1,5
Schweres Wasser (99,75%)	20	1,10	0,0026	0,18
Beryllium	9,01	1,84	0,009	0,16
Graphit	12,0	1,62	0,0045	0,063

Als Moderatoren eignen sich insbesondere Wasser, schweres Wasser, Beryllium, Graphit und gewisse organische Substanzen wie Diphenyl. Nicht in Frage kommen gasförmige Elemente wie Wasserstoff und Helium wegen ihrer zu geringen Dichte; ebenso die Elemente Lithium und Bor, die zwar eine niedrige Massenzahl haben, jedoch einen viel zu großen Absorptionsquerschnitt aufweisen.

*) Verfaßt von H. Ehringer, Frankfurt.

Das kritische Volumen eines Reaktors kann verkleinert werden, indem man das aus Moderator und Brennstoff bestehende Reaktorherz mit einem Reflektor umgibt. Als Reflektor eignen sich praktisch alle Materialien, die Moderatoreigenschaften haben.

2.151 Wasser und schweres Wasser

Da die Kosten für natürliches Wasser vernachlässigt werden können und seine Bremskraft für Neutronen sehr gut ist, erscheint es als Moderator einerseits günstig. Andererseits ist sein Absorptionsquerschnitt für Neutronen relativ hoch, so daß es nur in Reaktoren eingesetzt werden kann, die mit angereichertem Uran arbeiten. Für den Einsatz in Reaktoren, die bei hohen Temperaturen arbeiten, ist Wasser wegen seines relativ niedrigen Siedepunktes wenig geeignet. Ferner tritt die gefürchtete Korrosion der Behältermaterialien und Brennstoffhülsen stark in Erscheinung.

An die Reinheit des Wassers werden besondere Anforderungen gestellt, nicht nur wegen des Verlustes an Neutronen durch die Reaktion mit den Verunreinigungen, sondern auch wegen der durch diese begünstigten Zersetzung des Wassers. Durch eine Reinigung des Wassers mit Ionenaustauschern vor dem Einsatz in dem Reaktor und auch während des Betriebs kann man diese Zersetzung praktisch unterdrücken. Insbesondere müssen selbst Spuren von Br^--, I^-- und Cu^{++}-Ionen laufend entfernt werden. Die am NRX-Reaktor durchgeführten Versuche hatten gezeigt, daß auf diese Weise die Zersetzung des Wassers auf etwa 1/10 reduziert werden kann.

Das bei der Wasserzersetzung gebildete explosive Gemisch aus Wasserstoff und Sauerstoff wird zweckmäßig in einer katalytischen Rekombinationsanlage verbrannt. Die hierbei wiedergewinnbare Energie ist insbesondere für Kraftwerksreaktoren von Bedeutung, da sie z. B. beim Los Alamos Water Boiler-Reaktor etwa 4% der vom Reaktor erzeugten Wärmeenergie ausmacht[1]).

Bei homogenen Reaktoren, in denen der Brennstoff im Wasser gelöst oder dispergiert ist, wirken auch die Spaltprodukte wie Verunreinigungen im Wasser und verstärken die Wasserzersetzung.

Schweres Wasser. D_2O ist ein ausgezeichneter Moderator und Reflektor insbesondere wegen seiner sehr guten Bremswirkung und seines sehr geringen Absorptionsquerschnitts (s. Tab. **161.**1). Trotz seiner großen Vorteile gegenüber all den anderen Moderatoren ist D_2O seither fast ausschließlich in Forschungsreaktoren verwendet worden, da seine Herstellungskosten zur Zeit noch sehr hoch liegen.

Das reine D_2O hat einen Gefrierpunkt von 3,82 °C und siedet bei 101,42 °C. Es unterscheidet sich in dieser Hinsicht wie auch bezüglich der Korrosionseigenschaften wenig vom natürlichen Wasser, so daß für hohe Betriebstemperaturen im Reaktor die gleichen Überlegungen gelten. So wie das leichte Wasser zersetzt sich auch das schwere Wasser im Reaktor, nur in einem etwas geringeren Ausmaß.

2.152 Graphit

Graphit wird in Kernreaktoren, die mit natürlichem oder leicht angereichertem Uran betrieben werden, als Moderator und Reflektor für thermische Neutronen eingesetzt. Für diesen Verwendungszweck werden an den Graphit besondere chemische und technologische Anforderungen gestellt, die in der Herstellung besondere Maßnahmen notwendig machen.

Die technologischen Vorzüge von Graphit für den Einsatz in Kernreaktoren beruhen im wesentlichen auf der geringen thermischen Ausdehnung, der ausgezeichneten Tem-

[1]) King, L. D. P., u. a. Nucleonics **11**, Nr. 9, (1953), 25.

peraturwechselbeständigkeit, der hinreichenden Festigkeit bei höheren Temperaturen, der relativ guten thermischen Leitfähigkeit, der guten mechanischen Bearbeitbarkeit, der chemischen Verträglichkeit mit anderen Reaktorbaustoffen und Kühlmitteln, sowie seiner guten Beständigkeit im Strahlungsfeld des Reaktors. So rechnet man beispielsweise in einem Calder Hall-Reaktor mit einer Lebensdauer des Graphits von nahezu 20 Jahren.

Die Lebensdauer von Graphit im Reaktor wird praktisch bestimmt durch das Ausmaß der Strahlenschädigung, die bei allen Materialien, auch bei Graphit, zu erheblichen mechanischen und physikalischen Eigenschaftsänderungen führt. Beispielsweise wurde an Reaktorgraphit bei einer Temperatur von 30 °C durch eine Neutronenbestrahlung mit $2 \cdot 10^{21}$ Neutronen/cm^2 mit vorzugsweise thermischer Energie eine Verdoppelung der Druckfestigkeit, ein Absinken der thermischen Leitfähigkeit auf 2% des ursprünglichen Wertes und eine lineare Ausdehnung von mehr als 3% beobachtet[1]). Diese Effekte können zum Teil durch eine Temperaturbehandlung oberhalb 2000 °C rückgängig gemacht werden. Das Ausmaß der Eigenschaftsänderungen ist abhängig sowohl von der Art des verwandten Ausgangsmaterials (Natur- oder Kunstgraphit) als auch vom Herstellungsverfahren.

Reiner Graphit hat für thermische Neutronen einen Einfangquerschnitt von nur 0,0032 barn; technisch ist die Herstellung eines Materials von knapp 0,004 barn möglich.

Die Dichte von kristallinem Graphit ist nahezu 2,3 g/cm^3. Die Dichte von technischem Graphit hängt von der Art des Ausgangsmaterials und dem Herstellungsverfahren ab. Gewünscht wird eine möglichst hohe Dichte, da bei der Verwendung von solchem Material die Abmessungen des Reaktors kleiner gehalten werden können und sich zahlreiche Konstruktionsprobleme vereinfachen. Bei der Verarbeitung von Naturgraphit können Dichten von über 2 g/cm^3 erreicht werden; bei Verwendung von Kunstgraphiten nur solche von etwa 1,6 bis 1,8 g/cm^3. Das Material höherer Dichte wird im allgemeinen im Strahlungsfeld stärker geschädigt als dasjenige niederer Dichte, so daß die Auswahl des einen oder anderen Materials wesentlich von den jeweiligen Reaktorbedingungen abhängt.

Durch seine Reaktionsträgheit bei den im Reaktor auftretenden Temperaturen ist Graphit gegenüber den üblichen Kühlgasen hinreichend beständig. Wenn flüssige Kühlmittel, z. B. Alkalimetalle, in einem graphitmoderierten Reaktor verwendet werden, muß der Graphit mit einem geeigneten Material, z. B. Zr, umhüllt werden, da die Alkalimetalle mit dem C ein Karbid bilden, was zur Zerstörung des Graphits führt. Aber auch andere Metalle wie Mo, Va, Si, Cr, Ni, Ti und Zr bilden bei hohen Temperaturen Karbide, wodurch die Auswahl und Betriebstemperatur von Umhüllungen für Graphit eingeschränkt wird.

Für Kernreaktoren wurde bisher ausschließlich Kunstgraphit verwandt. Als Rohstoff für die Herstellung von Kunstgraphit[2]) dient vorwiegend Petroleumkoks, der durch Polymerisation bei ca. 450 °C und Destillation der flüchtigen Bestandteile aus Schweröl hergestellt wird. Durch Brennen bei etwa 1300 °C wird dieses Material von flüchtigen Bestandteilen befreit. Dieser kalzinierte Koks ist das eigentliche Ausgangsmaterial für die Graphitherstellung, und seine Reinheit ist wesentlich für die Eignung des Graphits in Reaktoren. Besondere Beachtung muß den Verunreinigungen durch Bor, Vanadium und Titan geschenkt werden. Der kalzinierte Koks wird zu Grieß zerkleinert und mit einem Pechbinder bei einer Temperatur von etwa 165 °C vermischt. Diese plastische Mischung kann entweder durch Gießen oder durch Strangpressen in die für den

---

[1]) Woods, W. K., Bupp, L. P., u. Fletcher, J. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 455, P/746.

[2]) Currie, L. M., Hamister, V. C., u. MacPherson, H. G., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 451, P/534. — Legendre, P., Mondet, L., Arrogon, Ph., Cornuault, P., Gueron, J., u. Hering, H., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 474, P/343.

Graphit gewünschte Form gebracht werden. Durch diesen Prozeß erhält jedoch der fertige Graphit eine bestimmte Struktur, die unterschiedliche physikalische Eigenschaften wie elektrische und Wärmeleitfähigkeit in verschiedenen Richtungen ergibt. Beim Gießen tritt diese Anisotropie nicht so ausgeprägt auf wie beim Strangpressen. Die so hergestellten Formkörper werden in einem gasbeheizten Ofen geglüht, wobei der Binder sich verfestigt. Zur Erzielung einer höheren Dichte muß der Formkörper vor der endgültigen Graphitisierung nochmals mit Pech nachimprägniert werden. Die Graphitisierung selbst erfolgt in einem Hochtemperaturwiderstandsofen bei 2600 bis 3000 °C während 3 bis 4 Tagen. In diesem Ofen ist der Zwischenraum zwischen den Graphitformkörpern mit Koksgrieß ausgefüllt, der gleichzeitig als Heizelement der Widerstandsheizung dient. Bei der Graphitisierung werden noch vorhandene Fremdelemente zum großen Teil verflüchtigt, wodurch die Reinheit des Graphits erheblich verbessert wird. Der sehr stark störende Borgehalt kann eventuell durch eine Behandlung mit F_2, HF oder fluorhaltigem Kohlenwasserstoff bei der Graphitisierung reduziert werden[1]). Von den Verunreinigungen, die die Neutronenökonomie des Reaktors ungünstig beeinflussen, sind etwa noch folgende Mengen vorhanden: 0,5 bis 0,8 ppm Bor, 160 ppm Vanadium, 12 ppm Titan, 12 ppm Eisen, 260 ppm Calcium.

Schließlich wird der Graphit maschinell auf die für den Reaktor geforderte Form bearbeitet[2]). Hierbei müssen zum Teil sehr enge Toleranzen eingehalten werden. Da die mechanischen und physikalischen Eigenschaften verschiedener Graphitstücke einer Produktion um 15 bis 30% streuen können, ist eine sehr sorgfältige Prüfung und Auswahl des Materials nötig.

Bei der Verwendung von Naturgraphit[3]) werden Graphitflitter, die 93 bis 95% C enthalten, auf 800 bis 1000 °C in Gegenwart von Chlorgas oder Natriumkarbonat sowie gewissen Katalysatoren erhitzt. Hierbei werden die Verunreinigungen zum Teil in gasförmige oder wasserlösliche Verbindungen umgewandelt. Dieses sehr reine Material wird zermahlen und dann bei normaler Temperatur auf eine Dichte von 2,05 bis 2,07 g/cm³ gepreßt. Die Formkörper werden schließlich bei 800 bis 900 °C in einer geeigneten Gasatmosphäre gehärtet.

2.153 Beryllium und Berylliumverbindungen*)

Moderatoren und Reflektoren sollen Neutronen schnell verlangsamen, einen niedrigen Einfangquerschnitt für Neutronen haben, bei erhöhten Temperaturen und im Strahlungsfeld des Reaktors stabil sein und eine möglichst hohe Dichte haben. Unter diesen Gesichtspunkten rangieren metallisches Beryllium und Berylliumoxyd hinter schwerem Wasser, aber vor Graphit und weit vor leichtem Wasser. Wenn Beryllium trotzdem bislang in Reaktoren nur vereinzelt angewandt wird, so liegt das vorwiegend an seinem hohen Preis (200 bis 900 $/kg, je nach Reinheit), während die aus mancherlei Gründen erwünschte Verwendung des Metalls zur Umhüllung von Brennstoffen außerdem an seiner bisher noch mangelhaften Duktilität gescheitert ist. Zum Preis des Berylliums tragen sowohl die Rohstoffe als auch deren Verarbeitung, ferner in merklichem Umfang die Durchführung der Schutzmaßnahmen beim Arbeiten mit diesem gesundheitsschädlichen Element bei[4]).

Das praktisch einzig bedeutungsvolle Mineral, der Beryll mit handelsüblich um 4% Be, steht für den derzeitigen Bedarf völlig ausreichend zur Verfügung. Der hohe Preis

---

*) Verfaßt von G. Wirths, Wolfgang bei Hanau.

[1]) USA-Patente 2 734 799, 2 734 800 u. 2 734 801.

[2]) Binner, C. R., Miller, Ph., u. Comsey, K. W., AEC-Ber. HKF-2. Techn. Inform. Service, Oak Ridge, Tenn.

[3]) Wirtz, K., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 496, P/1132.

[4]) s. dazu Knop, W., u. Schürmann, D., Beryllium und seine gewerbehygienische Bedeutung, Metall **10** (1956), 674ff.

dieses Minerals ist u. a. dadurch bedingt, daß es an allen Fundorten vergesellschaftet mit anderen Mineralien vorkommt, von denen es mit schlechter Ausbeute von Hand gesondert werden muß. Für den Aufschluß und die Verarbeitung des Berylls sind zwei Verfahren bekannt ([2] S. 278, 279), die beide zu technischem Oxyd bzw. Hydroxyd führen und für die Verwendung in Reaktoren bei weitem noch nicht rein genug sind. Nach einem Verfahren der Brush Beryllium Company ([2] S. 279) wird Beryllium durch Kristallisationsprozesse des Sulfats gereinigt, nach einem russischen Verfahren[1]) durch Destillation von basischem Berylliumacetat, wobei BeO mit folgenden Verunreinigungen (in ppm) erhalten wird: Fe 10 bis 30; Al 30 bis 70; Si 100 bis 200; Mn unter 3; Cu unter 5; Ni unter 20; B unter 0,1.

Für die Reduktion zum Metall sind gleichfalls zwei Verfahren bekannt geworden. Bei dem von Kjellgren[2]) angegebenen und von der Brush Co. ausgeübten Verfahren wird über die Zwischenstufe des Ammonium-Berylliumfluorids wasserfreies Fluorid BeF_2 hergestellt und dieses mit einem stöchiometrischen Unterschuß von Magnesium (75%) des theoretischen Wertes) über den Schmelzpunkt von Beryllium erhitzt. Es wird körniges Metall gewonnen, während überschüssiges BeF_2, das Schmelzpunkt und Viskosität der Schlacke (MgF_2) herabsetzt, aus dieser mit Wasser extrahiert werden kann. Dieses Verfahren wird mit einigen Abänderungen auch in der Sowjetunion[1]) angewandt, wo auch, so wie bei Pechiney und Cie. in Frankreich, das zweite Herstellungsverfahren für das Metall, die Schmelzelektrolyse von Berylliumchlorid $BeCl_2$ im Gemisch mit Alkalichloriden, ausgeübt wird. Dieses Verfahren, das zu blättchenförmigem, von Chlor kaum vollständig zu befreiendem Metall führt, ist wegen der Flüchtigkeit und leichten Hydrolysierbarkeit des $BeCl_2$ ziemlich schwierig in der Durchführung.

Die Körner oder Blättchen können im Vakuuminduktionsofen in Tiegeln aus Berylliumoxyd geschmolzen und in Graphitkokillen vergossen werden, wobei jedoch grobkörniges Metall erhalten wird. Feinkörniges Metall muß durch Sintern von Metallpulver hergestellt werden, wobei die Oxydhäutchen der Pulverkörner ein unerwünschtes Kristallwachstum verhindern. Verschiedene Sintermethoden sind beschrieben worden ([2] S. 287/288)[3]). Beryllium kann bei höheren Temperaturen auch stranggepreßt werden ([2] S. 289). In den USA ist heißgepreßtes Sintermetall im Submarine Intermediate Reactor (SIR) in West Milton, N. Y., sowie im Materials Testing Reactor (MTR) in Arco, Idaho, eingesetzt worden[4]).

Beryllium ist ein stahlgraues, ziemlich beständiges, in hexagonal dichtester Kugelpackung kristallisierendes Metall, das sich an der Luft bis 600 °C kaum merklich oxydiert. Reines gesintertes Metall ist gegen heißes Wasser beständig, durch Verunreinigungen kann diese Beständigkeit sehr verringert werden. Die Röntgendichte des Metalls ist bei 25 °C 1,848 g/cm³, der Schmelzpunkt liegt bei 1315 °C, der Siedepunkt bei 2970 °C. Über die mechanischen Eigenschaften von gesintertem Metall berichten Beaver und Wikle[5]), eine Zusammenstellung der physikalischen Eigenschaften findet sich bei Udy und Mitarbeitern[6]).

Berylliumoxyd BeO_2 mit der Dichte 3,02 g/cm³ und einem Schmelzpunkt von 2530 °C ist ein ebenso guter Moderator oder Reflektor wie das Metall, ist aber viel reaktionsträger und ist deshalb unter Umständen interessant für luftgekühlte Hochtemperaturreaktoren. Das Oxyd ist sehr spröde und mechanisch kaum bearbeitbar. Seine mechanischen Eigenschaften sind denen des Aluminiumoxyds ähnlich, jedoch hat es eine etwa zehnmal größere Wärmeleitfähigkeit, die jedoch mit der Temperatur stark

---

[1]) Meyerson, G. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 587, P/633.
[2]) Kjellgren, B. R. F., USA-Patent 2 381 291 (1945).
[3]) Williams, J., in Finniston-Howe, Metallurgy and Fuels, **1**, S. 300 bis 304, London 1956.
[4]) Pahler, R. E., Met. Progr. **65** Nr. 4 (1954), 86.
[5]) Beaver, W. W., u. Wikle, K. G., J. Metals **6** Nr. 5 (1954), Sec. 1, S. 559.
[6]) Knop, W., u. Schürmann, D., Metall **10** (1956), 674 ff.

abnimmt (z. B. λ_w (540°) = 0,34 W/cm · °C; λ_w (980°) = 0,17 W/cm · °C ([2] S. 282)[1]). Die Temperaturwechselbeständigkeit von dichtgesintertem Oxyd ist mäßig, kann aber durch kleine Zusätze von Al_2O_3 oder ZrO_2 oder auch durch Innehaltung einer bestimmten Porosität merklich verbessert werden.

Bei der Herstellung keramischer Teile für Reaktorzwecke muß natürlich von einem entsprechend vorgereinigten, alkaliarmen Oxyd ausgegangen werden. Es liegen aus verschiedenen Ländern Berichte über die Herstellung von Sinterkörpern vor, wobei die erwünschten hohen Dichten insbesondere durch Heißpressen mit Graphitstempeln erzielt wurden. In den USA wurden bei Temperaturen von 1600 bis 2300 °C und Drücken von 35 bis 140 kp/cm² nahezu die theoretischen Werte der Dichte erreicht, in der Sowjetunion bei 1800 °C und 15 bis 20 kp/cm² Dichten bis zu 2,75 g/cm³, höhere Dichten um 2,9 g/cm² durch Heißpressen im Vakuum von 10^{-4} Torr bei 1850 bis 1900 °C. In Frankreich wurden bei 1600 °C mit Drücken von 150 bis 200 kp/cm² Dichten von 2,90 bis 2,95 g/cm³ erhalten ([2] S. 281).

Zusammenfassende Literatur

[1] The Metal Beryllium, The American Society for Metals, Cleveland, Ohio 1955.
[2] Beaver, W. W. in Finniston, H. M., Howe, J. P., Metallurgy and Fuels 1, London 1956, S. 277 bis 298.

2.16 Kühlmaterialien*)

Die Wahl des Kühlmittels für einen Reaktor hängt aus Gründen der Neutronenökonomie sehr wesentlich davon ab, ob natürliches oder mit spaltbarem Material angereichertes Uran als Brennstoff verwendet wird. Besteht der Brennstoff aus natürlichem Uran, so können nur Luft, Wasserstoff, Helium, Stickstoff, Kohlendioxyd sowie natürliches Wasser und schweres Wasser für die Kühlung eingesetzt werden, während bei der Verwendung von angereichertem Uran auch flüssige Metalle, wie Natrium, Natrium-Kaliumlegierungen, Lithium 7, Quecksilber und Wismut, in Frage kommen.

Bei Kraftwerksreaktoren, die im allgemeinen bei relativ hohen Temperaturen arbeiten sollen, muß das Kühlmittel möglichst gute Wärmeübertragungseigenschaften besitzen, d. h. hohe Wärmeleitfähigkeit und große spezifische Wärme. Für nichtmetallische Flüssigkeiten wird insbesondere eine niedrige Viskosität gefordert, damit der Energieaufwand für den Kühlkreislauf nicht zu groß ist. Ferner soll das Kühlmittel einen möglichst niedrigen Dampfdruck haben, da sonst ein sehr teurer Hochdruckbehälter für den Reaktor notwendig wird. Der Erstarrungspunkt der Kühlmittel soll möglichst so niedrig liegen, daß die Kühlleitungen und Wärmeaustauscher vor dem Start des Reaktors nicht geheizt werden müssen.

Ein Teil der als Kühlmittel in Frage kommenden Materialien bildet unter der Einwirkung des Strahlungsfeldes im Reaktor instabile Isotope. Dies ist überall da von Nachteil, wo es sich um Gamma-Aktivitäten großer Halbwertszeit handelt, da dann aus Sicherheitsgründen zusätzliche Abschirmmaßnahmen erforderlich sind.

Für thermische Reaktoren ist es schließlich erwünscht, daß auch das Kühlmittel moderierend wirkt, d. h. ein relativ niedriges Atomgewicht hat, während bei schnellen Reaktoren die bremsende Wirkung des Kühlmittels möglichst gering sein soll, d. h. Materialien mit möglichst hohem Atomgewicht bevorzugt werden. Bei den angestrebten hohen Betriebstemperaturen von Leistungsreaktoren ist es erforderlich, ein korrosionsbeständiges Material für das gesamte Kühlsystem zu verwenden. Durch die notwendigen großen Umlaufgeschwindigkeiten des Kühlmittels ist ferner die Gefahr der Erosion und des damit verbundenen Materialtransports innerhalb des Kühlsystems zu berücksichtigen.

---

*) Verfaßt von H. Ehringer, Frankfurt.

[1]) Meyerson, G. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 587, P/633.

2.161 Wasser und schweres Wasser als Kühlmittel

Wasser hat den Vorzug, sowohl als Kühlmittel wie auch als Moderator verwendbar zu sein. Seine spezifische Wärme ist hoch, die Wärmeleitfähigkeit dagegen nur mäßig. Seine Viskosität ist niedrig, so daß eine relativ geringe Pumpenenergie notwendig ist.

Wesentliche Nachteile des Wassers als Kühlmittel sind jedoch sein niedriger Siedepunkt bei normalem Druck, sein korrosiver Angriff auf Metalle, insbesondere bei höheren Temperaturen, und seine Zersetzung durch radioaktive Strahlung in Knallgas. Vor dem Einsatz im Reaktor muß das Kühlwasser sorgfältig von den Verunreinigungen befreit werden, da diese zum Teil einen verhältnismäßig hohen Neutroneneinfangquerschnitt haben. Die schnellen Neutronen reagieren mit dem O^{16} und bilden durch eine (n, p)-Reaktion N^{16}, welches stark gamma-aktiv ist. Die Halbwertszeit von N^{16} ist zwar nur 7,5 s, trotzdem müssen aber alle Rohrleitungen und Pumpen zur Vermeidung von Schädigungen gut abgeschirmt werden. Im Falle des natürlichen Wassers (H_2O) ist sein relativ hoher Neutroneneinfangquerschnitt (0,66 barn) ein weiterer Nachteil, der bei D_2O wesentlich günstiger liegt (1,1 mbarn).

Als Material für die Kühlleitungen sowie für die Umhüllung der Brennelemente kann bei niedrigen Temperaturen Aluminium und bei höheren Temperaturen Zirkonium (bzw. Zirkoniumlegierungen) oder im Fall angereicherten Brennstoffs rostfreier Stahl verwendet werden.

Schweres Wasser hat einen etwa tausendmal kleineren Absorptionsquerschnitt als natürliches Wasser. Man braucht deshalb wesentlich weniger spaltbares Material, um einen mit schwerem Wasser gekühlten bzw. moderierten Reaktor kritisch zu machen. Schweres Wasser kommt in erster Linie für Forschungsreaktoren (CP 3, CP 5) in Frage. Sollte es gelingen, seine Herstellungskosten noch weiterhin zu erniedrigen, so ist auch sein Einsatz in Druck- bzw. Siedewasserreaktoren durchaus sinnvoll. In chemischer Hinsicht gelten für schweres Wasser die gleichen Richtlinien wie für natürliches.

2.162 Gase

Zur Erzielung hoher thermischer Wirkungsgrade sind insbesondere bei Leistungsreaktoren hohe Temperaturen des Kühlmittels erwünscht. Bei Wasser ist die obere Grenze gezogen durch den hohen Dampfdruck, bei metallischen Kühlmitteln entstehen wesentliche Schwierigkeiten durch Korrosionseigenschaften. Aus diesem Grund ist die Verwendung gasförmiger Kühlmittel naheliegend.

Neben ihrem chemischen Verhalten gegenüber dem Leitungsmaterial, der Brennelementumhüllung und dem Moderator ist für deren Auswahl auch das Verhältnis von abgeführter Wärmeenergie zur erforderlichen Pumpleistung sehr wesentlich. Dieses Verhältnis ist proportional zum Quadrat des Molekulargewichts und zur dritten Potenz der spezifischen Wärme. Für eine Temperatur von 300 °C hat demnach Wasserstoffgas die besten Kühleigenschaften, dann folgen mit großem Abstand CO_2 und Helium sowie Stickstoff und Luft.

Wegen der Explosionsgefahr bei einer Undichtigkeit im Kühlsystem kann Wasserstoff als Kühlmittel nicht verwendet werden. Ein ideales Kühlmittel wäre demgegenüber Helium. Sein Preis ist jedoch so hoch, daß es für die Kühlung von Reaktoren kaum in Frage kommt.

Für graphitmoderierte Reaktoren eignet sich als gasförmiges Kühlmittel vor allem Kohlendioxyd[1]). Bei höheren Betriebstemperaturen muß jedoch insbesondere im Strahlungsfeld mit einer Reaktion zwischen Graphit und CO_2 unter Bildung von Kohlenmonoxyd gerechnet werden. Es kann durch diese Reaktion in Verbindung mit

---

[1]) Sir Hinton, Chr., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 322, P/406.

den unterschiedlichen Temperaturzonen des Kühlkreislaufs zu einem Transport von Kohlenstoff innerhalb des Kühlsystems kommen, wodurch auch hier eine Begrenzung der Betriebstemperatur nach oben gegeben erscheint.

Ein weiterer, wesentlicher Gesichtspunkt ist die Reaktion zwischen CO_2 und der Umhüllung des Urans. Bei der Verwendung von Magnesiumlegierungen (Calder Hall-Reaktor) stört oberhalb 500 °C schon eine geringe Feuchtigkeit des CO_2-Gases auf Grund dann einsetzender Korrosionserscheinungen. Bei Temperaturen oberhalb 550 °C wird die schützende Oxydhaut des Magnesiums zerstört. Eine wesentliche Verbesserung der Korrosionsbeständigkeit kann durch einen geringen Zusatz von Beryllium zum Magnesium erzielt werden. Das Ergebnis dieser Korrosionsversuche im Strahlungsfeld ist jedoch noch nicht bekannt[1]). Neuerdings scheint auch Thorium als Legierungselement für Magnesium Bedeutung zu gewinnen.

Weiterhin muß der Reaktion zwischen CO_2 und dem Stahl der Wärmetauscher u. a. m. eine gewisse Beachtung geschenkt werden. Bereits bei Temperaturen oberhalb 250 °C bilden sich Reaktionsprodukte, die den Kühlkreis verunreinigen können und deshalb durch besondere Filteranlagen entfernt werden müssen.

Im Gegensatz zu den wassergekühlten Reaktoren, bei denen die Reaktion zwischen Wasser und Uran im Fall undichter Brennelemente sehr gefürchtet wird, bereitet bei CO_2-gekühlten Reaktoren der evtl. Kontakt von CO_2 mit Uran keine Sorge. Kohlendioxyd wird in den folgenden Reaktoren als Kühlmittel verwendet: Frankreich: P 2 (7 atü); USA: Hanford-Reaktoren (nur zur Graphitkühlung); England: Calder Hall-Reaktoren.

Das billigste Kühlmittel ist zweifellos Luft[2]). Sie erfordert jedoch eine verhältnismäßig hohe Pumpenenergie. Ferner hat sie einen relativ großen Neutroneneinfangquerschnitt auf Grund des in ihr enthaltenen Stickstoffanteils. Durch ihren Sauerstoffanteil entstehen außerdem bei höheren Temperaturen zusätzliche Korrosionsprobleme.

2.163 Flüssige Metalle

Für Reaktoren mit hoher thermischer Neutronenflußdichte und hohen Betriebstemperaturen sind voraussichtlich flüssige Metalle besonders gut als Kühlmittel geeignet. Einerseits sind die flüssigen Metalle wie Natrium, Kalium und Lithium 7 als Kühlmittel wegen der guten thermischen Leitfähigkeit mit niedrigem Dampfdruck und relativ hoher spezifischer Wärme besonders geeignet, andererseits sind jedoch die Schwierigkeiten in der Handhabung so groß und die korrosiven Eigenschaften bei hohen Temperaturen so schwerwiegend, daß vor dem Bau eines mit Natrium gekühlten Leistungsreaktors noch erhebliche Forschungsarbeit geleistet werden muß.

Glücklicherweise reagiert Natrium auch bei hohen Temperaturen praktisch nicht mit Uran, so daß von dieser Seite keine Schwierigkeiten zu erwarten sind[3]). Es muß jedoch unbedingt vermieden werden, daß das Natrium in die Poren des Graphits eintritt. Eine mögliche, aber teuere Lösung ist die, den Graphit in hafniumfreies Zirkonium einzuhüllen. Zirkonium ist aber ein sehr gutes „Getter" für Sauerstoff. Es besteht deshalb die Gefahr, daß die Umhüllung des Graphits und auch des Urans zerstört wird, wenn der Sauerstoffgehalt des Natriums mehr als 10 ppm beträgt. Ein so niedriger Oxydgehalt des Natriums kann jedoch nur mit einer parallel zum Kühlkreislauf eingebauten Reinigungsanlage aufrechterhalten werden. Da die Löslichkeit des Na_2O im Na mit abnehmender Temperatur abnimmt, kühlt man das Na auf etwa 100 °C und

[1]) Nucl. Engng. **1** (1956), 383.
[2]) Ramsey, M. E., u. Cagle, C. D., Genf. Ber. 1955, Bd. 2, S. 281, P/486.
[3]) Mogard, H., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 318, P/787 u. Siegel, S., Carter, R. L., Bowman, F. E., u. Hayward, B. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 321, P/829.

leitet es durch ein mit Eisenspänen gefülltes Filter, in dem die Na_2O-Kristalle haften bleiben[1]).

Natrium hat ferner den Nachteil, daß es bei normaler Temperatur fest ist. Sein Schmelzpunkt liegt bei 97,5 °C. Es müssen deshalb vor dem Start des Reaktors die Kühlleitungen und Wärmeaustauscher vorgeheizt werden. Der Neutroneneinfangquerschnitt beträgt 0,50 barn. Wird ein Neutron absorbiert, dann bildet sich das gamma-aktive Na^{24}, das eine Halbwertszeit von 15 Std. hat[2]). Es müssen deshalb die Leitungen und Wärmeaustauscher abgeschirmt werden. Eine Überprüfung des Leitungssystems sowie Reparaturarbeiten an Leckstellen können deshalb erst nach einer Wartezeit von mehreren Tagen durchgeführt werden.

Eine weitere Schwierigkeit liegt in der großen Reaktionsfähigkeit der Alkalimetalle mit Wasser und Luft. Aus Sicherheitsgründen darf deshalb in einem Wärmeaustauscher die Wärme nicht direkt von Natrium auf das Wasser überführt werden, sondern es muß ein inertes Medium, z. B. Quecksilber, eingeschaltet werden. Wesentliche Vorteile bietet eine Legierung von 22% Natrium und 78% Kalium, die ein Eutektikum bei – 12,3 °C aufweist[3]). Diese Natrium-Kaliumlegierung hat jedoch einen ziemlich hohen Neutroneneinfangquerschnitt von 1,7 barn, wobei sich außer dem strahlenden Na^{24} noch ein gamma-aktives K^{42}-Isotop mit einer Halbwertszeit von 12,4 Std. bildet. Auch in diesem Fall muß bei Reparaturarbeiten eine Wartezeit von mehreren Tagen eingeschaltet werden. Ferner sind Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme dieser Legierung wesentlich geringer als die von Natrium; vom Gesichtspunkt der Wärmeübertragung aus gesehen ist sie also ungünstiger.

Unter den niedrig schmelzenden Metallen wäre Lithium auf Grund seiner gegenüber Natrium und den anderen genannten Metallen besonders guten Wärmeübertragungseigenschaften als Kühlmittel geeignet. Da jedoch das Isotop Li^6 einen hohen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen hat ($\sim$ 70 barn), wäre Voraussetzung die Herstellung eines fast 100%ig reinen Li^7, die bisher nur im Laboratoriumsmaßstab durchgeführt wurde. Sein Neutroneneinfangquerschnitt beträgt nur 0,033 barn, wobei sich das beta-aktive Lithium 8 mit einer Halbwertszeit von 0,83 s bildet[4]). Diese Beta-Strahlung von 13 MeV hat eine Bremsstrahlung zur Folge, die eine Abschirmung der Leitungen erforderlich macht. Die Strahlung klingt jedoch nach dem Abschalten des Reaktors so rasch ab, daß Reparaturarbeiten praktisch ohne Verzug durchgeführt werden können. Nachteilig ist allerdings der relativ hohe Schmelzpunkt von Lithium (179 °C).

2.17 Konstruktionsmaterialien

2.171 Allgemeines*) [1], [2]

An die Konstruktionswerkstoffe des Reaktorbaues werden im wesentlichen folgende Forderungen gestellt:

Der Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen soll möglichst gering sein. Diese Forderung gilt nur für diejenigen Reaktoren, bei denen die Kettenreaktion überwiegend durch die Wechselwirkung des Spaltstoffes mit langsamen Neutronen aufrechterhalten wird. Sie sind jedoch im gegenwärtigen Stadium der Reaktorentwicklung bei weitem in der Überzahl.

---

*) Verfaßt von K. Bungardt, Krefeld.

[1]) Liquid Metals Handbook, Superintendent of Documents, Washington 1955, S. 94 bis 103.

[2]) Liquid Metals Handbook, Superintendent of Documents, Washington 1955, S. 398 bis 404.

[3]) Trocki, T., Bruggeman, W., u. Crever, F., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 241, P/123.

[4]) Glasstone, S., Principles of Nuclear Reactor Engineering, Princeton 1955, S. 524.

Unter dem Einfluß der Neutronenbestrahlung sollen sich die mechanischen und korrosionschemischen Eigenschaften der verwendeten Werkstoffe nur möglichst wenig verändern. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Wirkung schneller oder langsamer Neutronenbestrahlung auf die Werkstoffe unterschiedlich ist. Die unter dem Einfluß der Strahlung entstehende Radioaktivität der Konstruktionswerkstoffe soll im Hinblick auf die notwendige Abschirmung die Möglichkeit einer schnellen Instandsetzung und einer möglichst gefahrlosen Beseitigung unbrauchbar gewordener Bauteile aus dem Inneren des Reaktors von möglichst geringer Intensität und Halbwertszeit sein. In diesem Zusammenhang ist auch auf die Radioaktivität der in dem jeweiligen Kühlmittel durch Angriff der Konstruktionswerkstoffe entstehenden Korrosionsprodukte hinzuweisen.

Zu diesen besonderen kernphysikalischen Anforderungen kommen die in der Technik der Energiegewinnung aus fossilen Brennstoffen bereits üblichen und grundsätzlich bekannten Forderungen an die Gebrauchseigenschaften hinzu, nämlich ausreichende Festigkeitseigenschaften und Korrosionsbeständigkeit gegenüber dem jeweils verwendeten Kühlmittel. Verarbeitungsmöglichkeit und Wirtschaftlichkeit sind weiterhin bei der Werkstoffwahl zu berücksichtigen.

Die Forderung eines möglichst geringen Einfangquerschnitts für thermische Neutronen bedingt hinsichtlich der Werkstoffwahl von vornherein eine weitgehende Einengung. In Tab. **A** 13 sind die Einfangquerschnitte einiger Elemente für thermische Neutronen aufgeführt (s. auch Tab. **A** 2). Von den Elementen mit Absorptionsquerschnitten unter 1,0 barn kommen praktisch nur Beryllium, Magnesium, Aluminium und Zirkon in Betracht, da die übrigen Metalle wegen ihrer unzureichenden technologischen Eigenschaften ungeeignet sind.

Beryllium kommt auf Grund seines hohen Preises und seiner ungünstigen Verarbeitungseigenschaften nur für spezielle Aufgaben in Betracht, beispielsweise für die Umhüllung der Brennstäbe gasgekühlter Hochtemperaturreaktoren. Magnesium und seine Legierungen haben wegen der ungünstigen mechanischen Eigenschaften nur begrenzte Anwendungsmöglichkeiten.

In wassergekühlten Reaktoren ist bei niedrigen Wassertemperaturen unter etwa 150° Aluminium geeignet[1]). Unter den Elementen mit geringem Absorptionsquerschnitt hat Zirkon besondere Bedeutung als Konstruktionswerkstoff des Reaktorbaues. Hoher Schmelzpunkt, gute Verarbeitbarkeit, Korrosionsbeständigkeit in wässerigen Kühlmitteln auch bei höheren Temperaturen sind einige Gründe hierfür. Die erheblichen Kosten bei der Herstellung von reinem hafniumfreiem Zirkon sowie die gegenüber Stählen niedrige Warmfestigkeit sind allerdings nachteilig (s. 2.172).

Für Konstruktionsteile, bei denen die Verwendung von Materialien mit größerem Absorptionsquerschnitt zulässig ist, erweitert sich das Gebiet der anwendbaren Metalle zunächst um die Elemente, deren Absorptionsquerschnitte zwischen 1 und 10 barn liegen, nämlich Titan, Vanadin, Chrom, Eisen, Nickel, Kupfer, Niob und Molybdän. Mit diesen Elementen, deren Eigenschaften in vielfältiger Weise noch durch Legieren geändert werden können, stehen dem Konstrukteur eine große Zahl weiterer Werkstoffe zur Verfügung, unter denen die Stähle die bedeutendste Rolle spielen.

Titan bietet gegenüber Zirkon in seinen korrosionschemischen Eigenschaften und hinsichtlich Warmfestigkeit keine wesentlichen Vorteile. Vanadin hat zwar brauchbare mechanische Eigenschaften und Korrosionsbeständigkeit, ist aber gegen Oxydation sehr empfindlich. Chrom ist bislang nur in kleinen Mengen und unter Anwendung besonderer Maßnahmen duktil herzustellen. Für die Verwendung von Niob sprechen die guten Festigkeitseigenschaften sowie die hohe Korrosionsbeständigkeit in flüssigen

[1]) Dvaley, J. E., Corrosion of Aluminium S. 333/51 in Progr. in Nuclear Energy, Serie IV Technology and Engineering, **1**, London 1956.

Metallen und Metall-Legierungen, jedoch steht Niob heute nur in begrenzten Mengen zu sehr hohem Preis zur Verfügung. Molybdän hat durch die hohe Warmfestigkeit günstige Voraussetzungen für den Reaktorbau, jedoch ist die Schwierigkeit, einen geeigneten Schutz gegen Oxydation zu finden, bislang nicht überwunden.

Die Elemente, deren Absorptionsquerschnitte zwischen 10 und 50 barn liegen, scheiden im allgemeinen für Konstruktionsteile im Inneren thermischer Reaktoren aus. Dabei ist noch bei verschiedenen Elementen zu berücksichtigen, daß durch die Neutronenbestrahlung stark radioaktive Isotope gebildet werden, z. B. bei Kobalt das Isotop Co^{60} mit 5,3 a Halbwertszeit. Tab. A 13 gibt abschließend zur allgemeinen Orientierung eine Übersicht über die physikalischen Eigenschaften der wichtigsten Elemente.

2.172 Zirkonium*)

Vorkommen. Obwohl Zirkonium häufiger vorkommt als Zink, Nickel, Kupfer oder Blei, wurde es lange Zeit zu den seltenen Metallen gerechnet. Das wichtigste Zirkoniumerz ist der „Zirkon", ein Orthosilikat des Zirkoniums mit der Formel $ZrSiO_4$. Weniger häufig ist der „Baddeleyit", ein fast reines Zirkoniumoxyd ZrO_2. Beide Mineralien enthalten immer auch Hafnium, und zwar, bezogen auf Zirkonium, 0,5 bis 2,5%. Der Zirkon ist ein Bestandteil der Seesande an den Küsten Floridas, Oregons und Australiens. Neben dem Zirkonsilikat enthalten die Sande meist noch andere schwere Mineralien, wie z. B. Rutil und Ilmenit. Die Bedeutung des vor allem in Brasilien vorkommenden Baddeleyits ist zurückgegangen, da der Zirkon sehr viel häufiger gefunden wird und immer im Rahmen noch anderer Erzaufbereitungsarbeiten gewonnen werden kann. Außer diesen Vorkommen liegen potentielle Lagerstätten in Madagaskar, Indien und Ceylon.

Gewinnung. Aufarbeitung des Zirkonsandes. Die Trennung der Gangart von den schweren Mineralien bereitet auf Grund der großen Unterschiede im spezifischen Gewicht keine Schwierigkeiten. Die Separation des Zirkons von den anderen schweren Mineralien wie Ilmenit, Rutil, Monazit und Magnetit ist schwieriger. Elektrostatische und magnetische Separatoren kommen hier zur Anwendung. So werden z. B. in den elektrostatischen Separatoren die Titanmineralien Rutil und Ilmenit von Zirkon und Monazit getrennt. Rutil und Ilmenit werden anschließend magnetisch voneinander separiert, und ebenso wird der Zirkon vom höher eisenhaltigen Monazit getrennt.

Der Zirkon wird nun in ein Carbonitrid überführt. Der dazu verwendete Lichtbogenofen besteht aus einem großen Stahlgußbehälter, in den eine oder mehrere Kohleelektroden eingeführt werden können. Der Behälter wird mit gereinigtem Zirkon, wie er aus der Sandaufbereitung kommt, und mit Koksgrieß beschickt. Die beiden Stoffe reagieren miteinander im Lichtbogen und bilden einen dichten Block aus Carbonitrid.

Die Chlorierung des Carbonitrides beschließt die Aufarbeitung des Sandes. Im Chlorierungsofen wird das Nitrid auf ein Koksbett geschüttet, das zu Beginn der Chlorierung aufgeheizt wird. Nach der Einleitung des Chlors durch das Bett entbindet die Chlorierungsreaktion so viel Wärme, daß nicht mehr weiter geheizt zu werden braucht. Das entstandene Zirkoniumtetrachlorid $ZrCl_4$ wird in einem Kondensor als festes, feinkörniges Salz niedergeschlagen und kann von da aus gleich abgepackt werden. Es ist ein bei Zimmertemperatur festes, stark hygroskopisches, weißes Salz, dessen Sublimationsdruck bei 331 °C 1 at beträgt und das nur unter Druck zu schmelzen ist.

Zirkonium-Hafnium-Trennung. Alle Zirkoniummineralien enthalten ungefähr 0,5 bis 2,5% Hafnium. Da Hafnium einen hohen Neutroneneinfangquerschnitt hat, muß es soweit wie möglich aus dem Reaktorzwecken dienenden Zirkonium entfernt werden. Die industrielle Trennung des Hafniums vom Zirkonium war auch für die

*) Verfaßt von M. Becker, Wolfgang bei Hanau.

moderne Chemie eine nur schwer lösbare Aufgabe, da die chemischen und physikochemischen Eigenschaften der beiden Elemente fast identisch sind. Diese geringen Unterschiede bringen es mit sich, daß, welches Trennverfahren auch gewählt wird, nur durch mehrfache Wiederholung des Verfahrens eine solche Abreicherung des Hafniums erzielt werden kann, wie sie notwendig ist. Zahlreiche Untersuchungen bezogen sich auf die fraktionierte Kristallisation, fraktionierte Destillation und Sublimation, fraktionierte Fällung, Ionenaustausch und auf die „Flüssig-Flüssig-Extraktion". Dabei stellte sich heraus, daß wohl das zuletzt genannte Verfahren die meiste Aussicht auf Erfolg verspricht. Im Falle der Flüssig-Flüssig-Extraktion wird das Gemisch aus Zirkoniumtetrachlorid und Hafniumtetrachlorid in ein für die anschließende Trennung geeignetes anderes Salzgemisch überführt, z. B. in das Gemisch der Rhodanide. In einer Gegenstromverteilungsapparatur, deren wässerige Phase das Rhodanidgemisch in Lösung enthält und deren organische Phase Äther, Tributylphosphat oder Hexon sein kann, reichert sich das Zirkoniumrhodanid in der organischen Phase an, während das Hafniumrhodanid weitgehend in der wässerigen Phase bleibt. In einer vollständig gleichen Apparatur wird dann das Zirkoniumrhodanid mit reinem Wasser wieder aus der organischen Phase reextrahiert. Die nunmehr getrennten Rhodanide werden dann in die Oxychloride und schließlich in die Oxyde überführt. Der Trennfaktor des Verfahrens ist relativ hoch.

Reduktionsverfahren. Bei der Reduktion der Verbindungen des Zirkoniums, für die eine Reihe von Verfahren angegeben wurde, muß in jedem Fall auf die Erfüllung einer wesentlichen Voraussetzung geachtet werden: Ausschluß von Sauerstoff und Stickstoff. Diese beiden Gase werden von Zirkonium mit hoher Affinität gelöst und führen schon in geringen Spuren zu einer starken Versprödung des Metalls, die dessen Kaltverformung wesentlich erschwert. Die Verhältnisse liegen hier sehr ähnlich wie bei Titan. Da es kein technisches Verfahren zur Desoxydation des Zirkoniums gibt, muß während der Herstellung und während der Verarbeitung sorgfältig auf Sauerstoff- und Stickstoffabwesenheit geachtet werden.

Die Metallurgie des Zirkoniums wird durch die hohen Reinheitsforderungen, wie sie bei Verwendung im Reaktorbau gestellt werden, weiter erschwert. Insbesondere müssen diejenigen Verunreinigungselemente ferngehalten werden, die eine hohe Neutronenabsorption besitzen. Hier sind neben dem Hafnium vor allem Bor und Cadmium zu nennen. Beide Elemente haben einen hohen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen (Tab. **A** 2 und **A** 13) und müssen mindestens bis auf $5 \times 10^{-5}\,\%$ aus dem Zirkonium entfernt werden. Die an ein Reaktorzirkonium gestellten Reinheitsforderungen gehen aus Tab. **173**.1 hervor. Für die Metallurgie des Zirkoniums bedeutet dies, daß die zu reduzierende Zirkoniumverbindung sehr rein sein muß, daß das Reduktionsmittel nicht verunreinigt sein darf und daß schließlich während der Reduktion keine Verunreinigungen eingeschleppt werden dürfen.

Diese Forderungen, die auch für andere Reaktormetalle wie Uran oder Thorium gelten, führen zu einem gewissen Unterschied zwischen der Metallurgie der Reaktormetalle und den konventionellen metallurgischen Methoden. Bei diesen ist in der Mehrzahl der Fälle eine Raffination des bei der Reduktion anfallenden Rohmetalls bis zu den technisch notwendigen Reinheitsgraden nach wirtschaftlichen Methoden möglich. Bei den Reaktormetallen mit ihrem durchgehend sehr unedlen Charakter hat es sich als wirtschaftlicher erwiesen, schon die Reduktion so zu führen, daß ein Produkt des geforderten Reinheitsgrades anfällt.

Folgende Reduktionsverfahren waren Gegenstand intensiver Untersuchungen:

Reduktion des Chlorids mit Natrium, Calcium oder Magnesium.
Reduktion des Fluorids mit Calcium oder Magnesium.
Reduktion der Alkalidoppelfluoride mit Natrium oder Aluminium.
Reduktion des Oxyds mit Calcium, Magnesium, Aluminium oder Kohlenstoff.

Schmelzflußelektrolyse von Chlorid- oder Fluoridbädern.
Elektrolyse von wässerigen und organischen Lösungen.
Thermische Zersetzung der Halogenide.

Von diesen Verfahren haben bisher nur die Reduktion des Chlorids mit Magnesium (Kroll-Prozeß) und die thermische Zersetzung des Jodids (van Arkel-de Boer-Verfahren) technische Bedeutung gewonnen.

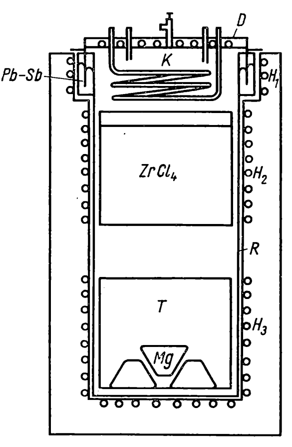
Für die Produktion von duktilem Zirkonium wird bisher fast ausschließlich der Kroll-Prozeß angewandt. Er basiert auf der Reduktion des Zirkoniumtetrachlorids mit Magnesium:

$$ZrCl_4 + 2\,Mg \rightarrow Zr + 2\,MgCl_2.$$

173.1 Zulässige Verunreinigungsgehalte im Reaktorzirkonium.

Element	ppm	Element	ppm	Element	ppm
Aluminium	75	Kobalt	20	Sauerstoff	1400
Blei	100	Kohlenstoff	500	seltene Erden	15
Bor	0,5	Kupfer	50	Silizium	100
Cadmium	0,5	Lithium		Stickstoff	50
Calcium	30	Magnesium	600	Titan	50
Chlor	1300	Mangan	50	Vanadin	50
Chrom	200	Molybdän	50	Wolfram	50
Eisen	1500	Nickel	70	Zink	100
Hafnium	100	Phosphor	100		

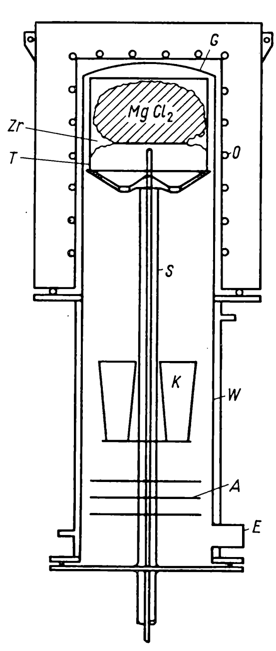
Das aus der Zirkonium-Hafnium-Trennlage kommende, hafniumfreie Zirkoniumoxyd muß wieder chloriert werden. Dazu wird es zunächst mit Ruß und Wasser angerührt, wobei der Mischung noch Zucker oder ähnliches als Binder zugegeben wird. Dann wird die Mischung brikettiert und getrocknet. Die Briketts werden im Chlorierungsofen zwischen zwei in die Wand des Ofens eingelassenen Graphitkontaktplatten gestapelt, so daß die Anheizung des Ofens in direktem Stromdurchgang erfolgen kann. Nach der Chloreinleitung macht die Reaktionswärme der Chlorierung eine weitere Heizung unnötig. Das entstandene hafniumfreie Zirkoniumtetrachlorid wird wieder in einem Kondensor niedergeschlagen. Der für die anschließende Reduktion erforderliche Ofen ist mit drei Heizzonen H_1, H_2, H_3 ausgestattet (Fig. **173.2**), die oben, in der Mitte und unten liegen. Die in den Ofen eingelassene Retorte R wird nach oben durch einen geheizten Deckel D abgeschlossen, der durch ein flüssiges Blei-Antimonbad Pb-Sb abgedichtet ist. Im Unterteil der Retorte R befindet sich der Reduktionstiegel T, der zu Beginn mit Magnesiumbarren Mg beschickt wird. Darüber steht der Zirkoniumtetrachloridbehälter $ZrCl_4$. Schließlich sind am Deckel D noch mehrere Kühlschlangen K angebracht.



173.2 Reduktionsofen für Zirkonium. H_1, H_2, H_3 Heizzonen, R Retorte, D geheizter Deckel, Pb-Sb Blei-Antimonbad, T Reduktionstiegel, Mg Magnesiumbarren, $ZrCl_4$ Zirkoniumtetrachloridbehälter, K Kühlschlangen

Nach der Beschickung der Retorte wird die Blei-Antimonabdichtung durch die obere Heizzone H_1 aufgeheizt und der Deckel in das flüssige Metall abgesenkt, das man dann erstarren läßt. Die Retorte wird evakuiert und mit Argon gefüllt. Der Unterteil

des Ofens wird auf 800 °C und der Oberteil mit Deckel auf 500 °C aufgeheizt, wodurch das Metall wieder flüssig wird. Das Magnesium schmilzt bei 650 °C auf, und das Tetrachlorid sublimiert aus seinem Behälter heraus. Bei 331 °C hat es einen Dampfdruck von 1 at. Unter dem Einfluß des entstehenden Überdrucks hebt sich der Deckel in dem Metallbad, so daß der Überdruck von Zeit zu Zeit abgelassen werden muß. Sind schließlich die angegebenen Temperaturen erreicht, so beginnt das dampfförmige Zirkoniumtetrachlorid mit dem flüssigen Magnesium zu reagieren, wobei sich Zirkonium und Magnesiumchlorid bilden. Da meist mehr Tetrachlorid absublimiert, als vom Magnesium aufgenommen wird, würde sich der Druck unzulässig erhöhen. Hat sich daher der Deckel um einen bestimmten Betrag gehoben, so wird Luft durch die Kühlschlangen geblasen, an denen sich dann das Chlorid kondensiert. Der Druck fällt. Wird die Kühlung abgestellt, so sublimiert das Chlorid wieder von den Schlangen ab, und der Druck steigt wieder. Auf diese Weise gelingt es, während der Reduktion im Innern der Retorte einen geringen Überdruck aufrechtzuerhalten, was die beste Gewähr für Sauerstoff- und Stickstoffabwesenheit ist.



174.1 Destillationsofen für Zirkonium. *G* Glühhaube, *O* Ofen, *W* Wasserkühlung, *S* Tragestange, *K* Salzkanne, *A* Abschirmblende, *T* Reduktionstiegel, *E* Evakuierungsstutzen, $MgCl_2$ Magnesiumchlorid, Zr Zirkonium

Das Zirkonium bildet sich an den Rändern und am Boden des Reduktionstiegels in Form eines mehr oder weniger porösen Schwammes. Das gleichzeitig anfallende, bei dieser Temperatur flüssige Magnesiumchlorid ist schwerer als das Magnesium selbst, so daß das Magnesium oben schwimmt. Nach ungefähr 20 Stunden ist die Reaktion beendet. Der Einsatz an Tetrachlorid und Magnesium ist aufgebraucht worden. Der Ofen wird abgekühlt, und die beiden Tiegel werden herausgenommen.

Im nächsten Schritt wird der Zirkoniumschwamm vom Magnesiumchlorid befreit. Dies kann entweder durch Laugen mit Wasser geschehen oder durch Abdestillieren im Hochvakuum. Der hier verwandte Ofen (Fig. **174.1**) besteht aus einer nach unten zu öffnenden Glühhaube *G*, deren oberer Teil *O* geheizt und deren unterer Teil *W* gekühlt werden kann. Die hydraulisch ein- und ausfahrbare Tragstange *S* trägt die Salzkanne *K*, einige Abschirmbleche *A* und den mit der Öffnung nach unten weisenden Reduktionstiegel *T*.

Die Glühhaube *G* wird durch den Stutzen *E* evakuiert und auf 900 °C aufgeheizt. Bei 712 °C wird das Magnesiumchlorid flüssig, und es laufen ungefähr 80% des Salzes durch die vorgegebenen Öffnungen in die Salzkanne *K* ab. Der Rest destilliert mit dem eventuell noch vorhandenen Magnesium aus dem schwammförmigen Zirkonium heraus und kondensiert sich an den gekühlten Flächen *W*. Nach ungefähr 20stündiger Destillationsdauer ist der Schwamm Zr vollständig vom Magnesiumchlorid und vom Magnesium befreit. Der Ofen wird abgekühlt. Der leichtentzündliche Schwamm darf nur langsam mit Luft in Berührung kommen, um ein Abbrennen zu vermeiden. Dazu wird zunächst die Glühhaube mit Argon geflutet, das dann langsam durch Luft ersetzt wird. Nun kann die Tragstange mit dem Reduktionstiegel ausgefahren werden.

Der Schwamm haftet fest an den Rändern und am Boden des Tiegels und muß, um eine Entzündung zu vermeiden, unter Argon herausgemeißelt werden. Die anfallenden

großen und ziemlich festen Schwammstücke werden dann im Argonkasten mit einer rotierenden Drahtbürste vom anhaftenden Staub befreit. Anschließend kommen die Stücke unter eine Presse, wo sie vorzerkleinert werden. Schließlich werden sie in einem Kegelbrecher auf die gewünschte Größe zerkleinert. Die zu groben und zu feinen Anteile werden beim Sieben ausgeschieden. Die groben Partikel wandern in den Kegelbrecher zurück, und die zu feinen Teilchen werden wieder zu Zirkoniumtetrachlorid aufgearbeitet.

Das schwammförmige Zirkonium ist das Endprodukt des Kroll-Prozesses.

Das van Arkel-Verfahren, auch Jodid- oder Aufwachsverfahren genannt, hat auf Grund seiner Kostspieligkeit fast nur noch geschichtliche Bedeutung. Da es jedoch bisher das reinste Zirkonium liefert, wird es für die Herstellung geringer Mengen immer interessant bleiben.

Das Zirkoniumtetrajodid zersetzt sich an einem heißen Draht zu Zirkonium und Jod. Technische Apparaturen, in denen diese Zersetzungsreaktion durchgeführt wird, bestehen aus einem großen, hochvakuumdichten, zylindrischen Gefäß, in dem Schleifen aus dünnem Zirkoniumdraht hängen. Am Innenrand des Gefäßes befindet sich ein perforierter Molybdänzylinder, der mit unreinem, stückigem Zirkonium gefüllt ist. Das Gefäß wird evakuiert und auf ca. 500 °C erhitzt. Dann wird der Zirkoniumdraht im direkten Stromdurchgang auf ungefähr 1300 °C aufgeheizt und Joddampf eingelassen. Das Jod verbindet sich mit dem vorgegebenen Zirkonium zu Zirkoniumtetrajodid, das dann an dem heißen Draht zu Zirkonium und Jod dissoziiert. Das Zirkonium wächst an dem Draht auf, und das Jod reagiert wieder mit dem vorgegebenen Zirkonium. Dabei wächst der Draht bis zu Dicken von 10 mm und darüber an.

Das Verfahren hat Vorteile und Nachteile. Sein Vorteil liegt vor allem darin, daß ein sehr sauerstoffarmes und stickstoffarmes Metall gewonnen werden kann. Daher ist es sehr weich und hat eine ausgezeichnete Kaltduktilität. Auch die metallischen Verunreinigungen liegen sehr niedrig. Sie gehen nur in geringem Maße über das Jodid in das abgeschiedene Zirkonium über.

Nachteilig ist, daß man schon als Ausgangsmaterial Zirkonium benötigt. Es kommt dem Verfahren also nur die Bedeutung einer Raffination zu. Weiterhin ist es nicht möglich, kontinuierlich zu arbeiten. Schließlich ist der elektrische Aufwand ziemlich groß, um die Stromstärke, entsprechend dem anwachsenden Drahtquerschnitt, zwischen niedrigen und sehr hohen Werten zu regeln. Dies alles verteuert das Jodidverfahren beträchtlich, so daß das billigere Kroll-Verfahren das Jodidverfahren verdrängen konnte. Gelänge es, das Aufwachsverfahren in ein extraktives und womöglich kontinuierliches Verfahren umzuwandeln, so würden sich die Verhältnisse möglicherweise umkehren.

Verarbeitung. Schmelzen. Um zu einem homogenen, dichten Barren zu kommen, muß der Zirkoniumschwamm geschmolzen werden. Wie im Falle des Titans werden dazu Vakuumlichtbogenöfen verwendet. In einem solchen Ofen wird zwischen einer gepreßten Stange aus Zirkoniumschwamm und dem Boden einer wassergekühlten Kupferkokille ein Lichtbogen gezogen. Die Stange schmilzt langsam ab, und das abgetropfte Metall baut von unten her den Zirkoniumblock auf. Dabei wird der Abstand zwischen der Elektrode und der Schmelze automatisch geregelt. Wird eine Legierung geschmolzen, d. h. besteht die gepreßte Elektrode aus einer Mischung der Legierungspartner, so werden jedoch die Legierungselemente bei diesem Verfahren noch nicht hinreichend gleichmäßig verteilt. Um die erforderliche homogene Verteilung zu erreichen, wird der entstandene Block nach dem gleichen Verfahren nochmals geschmolzen. Er tritt jetzt an die Stelle der gepreßten Schwammstange und wird mit entsprechend höherer Stromstärke in einer größeren Kokille nochmals niedergeschmolzen. Dieses Doppelschmelzen mit selbstverzehrender Elektrode im Hochvakuum liefert homogene Blöcke, deren Härte nur abhängig ist vom Sauerstoff- und

Stickstoffgehalt des verwendeten Schwammes. Die Blockgewichte können dabei je nach der Größe des Ofens 500 kg und mehr betragen.

Für kleinere Versuchsschmelzen, wie sie gemacht werden müssen, um die Qualität des Schwammes zu bestimmen, wird meistens mit Wolframelektrode gearbeitet. Der Schwamm wird in einen wassergekühlten Kupfernapf gelegt und im Lichtbogen zwischen der Wolframelektrode und dem Schwamm zu einem Knopf zusammengeschmolzen. Dieses Verfahren hat den Nachteil, daß häufig flüssiges Metall an die Wolframelektrode spritzt, Wolfram aufnimmt und wieder abläuft. Das Spritzen des Schwammes ist dabei um so stärker, je schlechter bei der Destillation das Magnesiumchlorid abdestilliert wurde. Schlecht destillierter Schwamm wird also bei diesem Schmelzverfahren immer durch geringe Mengen Wolfram verunreinigt sein.

Das Schmelzen von Zirkonium mit konventionellen Mitteln, z. B. im Hochvakuuminduktionsofen oder im Kohlerohrkurzschlußofen, ist nur dann möglich, wenn die Reinheitsforderungen stark herabgesetzt werden. Schmilzt man in Graphittiegeln, so nimmt das Zirkonium Kohlenstoff auf. Dadurch verliert es einen guten Teil seiner Korrosionsfestigkeit und ist als Reaktormetall ungeeignet. Schmilzt man in oxydkeramischen Tiegeln, so reduziert die Schmelze das Tiegelmaterial und nimmt dadurch Sauerstoff auf. Auf diese Weise erschmolzenes Material ist nicht mehr kaltduktil.

Warmverformung. Im Gegensatz zum Strangpressen, das eine besondere Technik erfordert, bietet das Schmieden und Warmwalzen von Zirkonium keine besonderen Schwierigkeiten. Trotz der großen Affinität des Zirkoniums zu Sauerstoff und Stickstoff muß die Erwärmung des Walzbarrens nicht unbedingt unter Luftabschluß, also im Vakuum, in Schutzgasatmosphäre oder unter Salzabdeckung erfolgen. Während der Erwärmung auf eine Verformungstemperatur von ungefähr 850 bis 900 °C bildet sich auf der Oberfläche des aus dem Lichtbogenofen kommenden Rundbarrens eine Oxyd- und Nitridhaut und darunter eine Zone, in der Sauerstoff und Stickstoff im Zirkoniumgitter gelöst sind. Das Material dieser Zone ist nicht mehr kaltduktil und muß vor der Kaltverformung durch Hobeln, Sandstrahlen oder Beizen entfernt werden. Die Möglichkeit, das Zirkonium ohne Schaden für die spätere Kaltverformung an Luft zu erhitzen, ist also auf größere Blöcke beschränkt, deren Dicke nach der Verformung immer noch groß ist gegen die Dicke der abzutragenden Haut. Im Falle kleinerer Blöcke und solcher Querschnittsreduktionen, die eine nachträgliche Abschälung der spröden Haut nicht mehr zulassen, wird der Block in ein Stahlrohr eingeschweißt und ist so während der Erwärmung und Verformung dem Angriff der Luft nicht mehr ausgesetzt. Der Stahlmantel kann nach der Verformung leicht vom Zirkonium abgeschält werden, wenn eine Verformungstemperatur unter dem bei 935 °C liegenden Zirkonium-Eiseneutektikum gewählt wurde.

Da Zirkonium leicht zum Fressen am Werkzeug neigt, bereitet das Strangpressen einige Schwierigkeiten. Auch hier hilft das Einpacken des Blocks in einen Stahl- oder Kupfermantel. Gut bewährt hat sich das Ugine-Sejournet-Verfahren, bei dem als Schmiermittel Glas verwendet wird. Der Block kann auch im Salzbad erwärmt werden. Dabei übernimmt das anhaftende Salz die Schmierung. Mit entsprechender Erfahrung ist es ohne weiteres möglich, Stangen und Rohre strangzupressen.

Kaltverformung. Zirkonium, dessen Brinellhärte unter 150 kp/mm² liegt, hat eine für jede Kaltverformungsart ausreichende Duktilität. So lassen sich z. B. die durch thermische Dissoziation des Zirkoniumtetrajodids gewonnenen hochreinen „Crystalbars“ ohne Zwischenglühung zu dünnen Drähten ausziehen oder zu Folien walzen. Die Kaltduktilität hängt ab vom Sauerstoff-, Stickstoff- und Wasserstoffgehalt des Zirkoniums. Zirkonium, dessen Gehalt an diesen Gasen so groß ist, daß seine Härte über 150 kp/mm² liegt, bereitet bei der Kaltverformung Schwierigkeiten. Dabei kommt dem Wasserstoff insofern eine besondere Bedeutung zu, als er das einzige Gas ist, das durch eine thermische Behandlung im Hochvakuum wieder aus dem Zirkonium ent-

fernt werden kann. Material, das durch Sauerstoff und Stickstoff versprödet ist, kann durch eine solche Behandlung nicht mehr duktil gemacht werden.

Zirkonium erleidet während der Kaltverformung eine starke Verfestigung. Kroll-Zirkonium kann pro Stich ungefähr 10% abgewalzt werden und muß nach 35% Gesamtverformung zwischengeglüht werden. Demgegenüber kann das weichere Jodidzirkonium, das viel geringere Gehalte an gelöstem Sauerstoff und Stickstoff hat, ohne Zwischenglühung bis zu 99% verformt werden. Bei der Herstellung von Blechen müssen die Zwischenglühungen im Hochvakuum oder unter Schutzgas durchgeführt werden, da bei den hierbei zwangsläufig ausgebildeten großen spezifischen Oberflächen der während einer Zwischenglühung in Luft aufgenommene Sauerstoff und Stickstoff zu einer nicht mehr behebbaren Versprödung führen würde.

Der Erfolg beim Drahtziehen, Tiefziehen und Rohrziehen hängt weitgehend von der Schmierung ab. Dabei ist es vorteilhaft, die Oberfläche durch eine chemische Behandlung aufzurauhen, um dem Schmiermittel, z. B. Molybdändisulfid, eine bessere Haftung zu ermöglichen. Das Problem der Schmierung kann auch beim Drahtziehen dadurch umgangen werden, daß der Draht, ähnlich wie beim Wollastonverfahren, im Kupfermantel gezogen wird, den man anschließend abätzt.

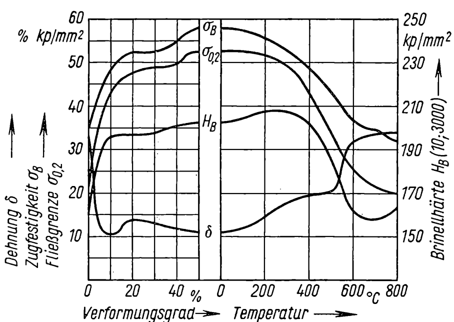
Korrosionsfestigkeit. Zirkonium hat eine ausgezeichnete Korrosionsbeständigkeit gegen heißes Wasser, wie es als Kühlmittel in Druckwasserreaktoren verwendet wird. Ebenso wie die niedrige Neutronenabsorption hängt jedoch auch die Korrosionsbeständigkeit stark von bestimmten Verunreinigungselementen sowohl im Metall wie auch im angreifenden Wasser ab. Wichtig ist dabei die Oberflächenbeschaffenheit des Metalls.

Für den Angriff des Zirkoniums in Heißwasser gelten zwei verschiedene, kinetische Gesetze. Zu Beginn der Exposition bildet sich auf der Oberfläche eine dünne, fest haftende Schicht eines Korrosionsprodukts. Dabei nimmt das Gewicht der Probe nach einem $t^{1/2}$-Gesetz zu. Von einem bestimmten Zeitpunkt an platzt die Haut ab, und die Messung der Gewichtszunahme wird unzuverlässig. Man kann jedoch annehmen, daß von diesem Zeitpunkt an das Gewicht der Probe linear mit der Zeit wächst. Das gebildete Korrosionsprodukt ist in beiden Fällen Zirkoniumdioxyd. Verunreinigungen wie Stickstoff und Kohlenstoff vergrößern die Korrosionsgeschwindigkeit; ebenso, wenn auch weniger stark, Titan, Aluminium, Calcium, Magnesium, Chlor und Silizium. Der Gehalt an diesen Elementen sollte die folgenden Werte nicht überschreiten: N 50, C 400, Ti 80, Al 100, Ca 25, Mg 20, Cl 15 und Si 20 ppm. Hafnium, Kupfer und Wolfram beeinflussen die Korrosionsgeschwindigkeit nicht, Eisen, Chrom und Nickel verringern sie.

Im Fall einer längeren Exposition des Zirkoniums in Kohlendioxyd sollte eine Temperatur von 400 °C [7] nicht überschritten werden. Das Korrosionsprodukt ist auch in diesem Falle ZrO_2. Flüssige Metalle als Reaktorkühlmittel greifen Zirkonium unterschiedlich an. So wird es z. B. von flüssigem Natrium und Kalium oder Natrium-Kaliumlegierungen selbst bei 600 °C kaum angegriffen [6]. Seine Korrosionsfestigkeit in Gallium ist bei dieser Temperatur dagegen schlecht, und auch in flüssigen Wismuth-Bleilegierungen wird es angegriffen [6]. Im Fall einer Exposition in diesen flüssigen metallischen Medien ist die Rolle der Verunreinigungselemente sowohl im Zirkonium als auch im angreifenden Agens nicht ganz geklärt. So ist z. B. denkbar, daß hier der Kohlenstoffgehalt des Zirkoniums keine so nachteilige Rolle spielt wie im Falle der Heißwasserkorrosion, was bedeuten würde, daß für solche Reaktoren bestimmtes Zirkonium auch im Graphittiegel geschmolzen werden könnte.

Durch seine gute Korrosionsbeständigkeit hat sich Zirkonium auch in steigendem Maße in die chemische Industrie einführen können. Es findet hier als Rohrleitungsmaterial, als Innenauskleidung von Kesseln u. ä. Verwendung. Es hat ungefähr die gleiche Korrosionsfestigkeit wie Tantal, ist aber wesentlich billiger.

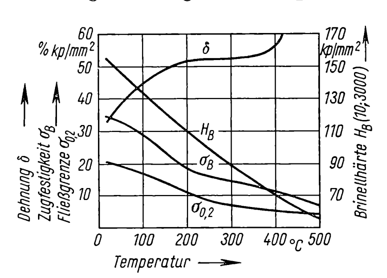
Technologische Eigenschaften. Der große Unterschied im Formänderungsvermögen von Jodidzirkonium und Kroll-Zirkonium macht es notwendig, die beiden Zirkoniumarten wie verschiedene Metalle zu betrachten. Gutes Kroll-Zirkonium unterscheidet sich bezüglich der metallischen Verunreinigungen nicht sehr stark vom Jodidzirkonium, der Sauerstoff- und Stickstoffgehalt ist in letzterem jedoch beträchtlich niedriger. Der starke Einfluß der gelösten Gase läßt es verständlich erscheinen, daß die in der Literatur angegebenen technologischen Eigenschaftswerte im allgemeinen nur Richtwerte sein können, da für die verschiedenen Untersuchungen nicht immer Material mit gleichem Gasgehalt zur Verfügung stand.



178.1 Zunahme der Festigkeitseigenschaften von Kroll-Zirkonium in Abhängigkeit vom Verformungsgrad und Abnahme der Festigkeitseigenschaften nach Zwischenglühungen bei verschiedenen Temperaturen (Dehnung in %, Zugfestigkeit, Fließgrenze und Brinellhärte in kp/mm²)

Der Formänderungswiderstand des Kroll-Zirkoniums steigt sehr rasch mit der Kaltverformung an. Härte, Zugfestigkeit und Streckgrenze erreichen dabei schon nach 10 bis 20% Verformung fast ihre endgültigen Werte [6]. Im gleichen, kurzen Verformungsintervall sinkt auch die Dehnung auf ihren tiefsten Wert ab. Die Änderung dieser Größen mit steigendem Verformungsgrad und in Abhängigkeit von einer anschließenden Wärmebehandlung zeigt Fig. **178.1** [6].

Die Warmfestigkeit ist, gemessen am hohen Schmelzpunkt des Zirkoniums, schlecht. Fig. **178.2** zeigt den Abfall des Formänderungswiderstandes und den Anstieg der Dehnung mit steigender Temperatur. Vom Standpunkt der Warmfestigkeit aus bekommt der allotrope Umwandlungspunkt des Zirkoniums die Bedeutung des Schmelzpunktes.



178.2 Warmfestigkeit von Kroll-Zirkonium (Dehnung in %, Zugfestigkeit, Fließgrenze und Brinellhärte in kp/mm²)

Die Dauerstandfestigkeit des Zirkoniums war Gegenstand nur weniger Untersuchungen. Sie beträgt im Falle von Jodidzirkonium 35 kp/mm² (25 °C, Kriechgeschwindigkeit 1% in 1000 Std.), ist also vergleichbar mit der Dauerstandfestigkeit von niedrig gekohlten Stählen. Bei einer Temperaturerhöhung auf nur 200 °C fällt der Wert für Zirkonium auf die Hälfte ab, wogegen die Festigkeit des Stahles praktisch dieselbe bleibt [6].

Legierungen des Zirkoniums. Die starke Abnahme der Dauerstandfestigkeit des reinen Zirkoniums mit steigender Temperatur führte zur Entwicklung von Zirkoniumbasislegierungen mit verbesserter Warmfestigkeit. Dabei müßte darauf geachtet werden, daß durch die Legierungszusätze die niedrige Neutronenabsorption des Basismetalls nicht zu stark erhöht wird und daß die günstigen Korrosionseigenschaften zumindest erhalten bleiben. Schließlich ist von einer solchen Legierung zu fordern, daß sie eine ausreichende Duktilität besitzt.

Im Vordergrund des Interesses steht heute für Reaktorzwecke eine Zirkoniumlegie-

rung mit 1,5% Sn, 0,12% Fe, 0,10% Cr und 0,05% Ni (Zircaloy 2) [5], die sich für nukleare Zwecke gut eignet. Sie hat darüber hinaus noch einige weitere schätzenswerte Eigenschaften: Ihre Korrosionsbeständigkeit hängt nicht in so starkem Maße von der Oberflächenbeschaffenheit ab wie im Falle des reinen Zirkoniums. Weiterhin kann die Legierung im Gegensatz zum Reinmetall an Luft geschweißt werden [8]. Allerdings muß dazu der Zinngehalt etwas erhöht werden. Nachteilig ist die schlechtere Wärmeleitfähigkeit der Legierung; mit steigender Temperatur nähern sich jedoch die Werte wieder den Wärmeleitfähigkeitswerten des reinen Zirkoniums.

2.173 Stähle*)

Allgemeines über Stähle als Werkstoffe für den Reaktorbau. In Abschn. 2.171 wurde bereits darauf hingewiesen, daß unter den metallischen Werkstoffen mit Absorptionsquerschnitten für thermische Neutronen zwischen 1 und 10 barn die Stähle überragende Bedeutung haben. Maßgebend hierfür ist, daß die mechanischen, physikalischen und chemischen Eigenschaften der Stähle durch die Art der Herstellung, die Verarbeitung und Wärmebehandlung und besonders durch das Legieren mit anderen Elementen in außergewöhnlichem Umfang beeinflußt werden können. Es würde in diesem Zusammenhang zu weit führen, hierfür Beispiele zu bringen. Es muß auf das einschlägige zusammenfassende Schrifttum verwiesen werden [9], [10], [11], [12]. Für die Verwendung der Stähle im Reaktorbau sind darüber hinaus nicht zuletzt auch Wirtschaftlichkeitsüberlegungen dann besonders maßgebend, wenn es sich darum handelt, eine unter privatwirtschaftlichen Gesichtspunkten stehende Auswahl unter den verschiedenen werkstofftechnischen Lösungen zu treffen.

Abgesehen von der selbstverständlichen allgemeinen Forderung der Eignung hinsichtlich Festigkeitseigenschaften, Verarbeitbarkeit und des korrosionschemischen Verhaltens bringt der Reaktorbau für die Stähle zusätzliche, durch kernphysikalische Gesichtspunkte bedingte Ansprüche an den Legierungsaufbau und den Reinheitsgrad. Hinsichtlich des Legierungsaufbaus haben solche Stähle für Reaktoren mit thermischen Neutronen bevorzugte Bedeutung, bei denen der nach der Mischungsregel aus der chemischen Zusammensetzung ermittelte Absorptionsquerschnitt möglichst klein und die Entstehung hochradioaktiver Stoffe mit langer Halbwertszeit weitgehend vermieden ist. Aus der letztgenannten Forderung ergeben sich auch für die Überwachung des Reinheitsgrades, d. h. der Freiheit von unbeabsichtigten Begleitelementen, bei der Stahlherstellung unter Umständen Vorschriften, die über die derzeitigen Festlegungen hinausgehen können.

Im Rahmen dieses Buches ist es nicht möglich, eine umfassende Darstellung sämtlicher Möglichkeiten der Anwendung unlegierter bis hochlegierter Stähle im Reaktorbau zu bringen. Die folgenden Ausführungen beschränken sich deshalb im allgemeinen auf eine Stahlgruppe, die unter der Sammelbezeichnung „chemisch beständige Stähle“ die nichtrostenden und säurebeständigen Stähle sowie die hitzebeständigen Stähle im Sinne der in dem Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen [11] gegebenen Einteilung umfaßt. Auf die hochwarmfesten metallischen Werkstoffe, die von den austenitischen Chrom-Nickelstählen mit mehr als 50% Fe über die Chrom-Kobalt-Nickel-Eisenlegierungen mit weniger als 50% Fe bis zu den Nickel- und Kobaltlegierungen reichen, sei verwiesen [12] bis [18].

Tab. **180**.1 und **181**.1 geben die chemische Zusammensetzung der in Deutschland gebräuchlichen nichtrostenden säurebeständigen Stähle und Stahlgußlegierungen wieder. In diesen Tabellen sind aushärtbare nichtrostende Stähle[1]) nicht aufgeführt, da ihr Anwendungsgebiet im Reaktorbau nur auf Sonderfälle beschränkt ist. Die Festigkeits-

*) Verfaßt von K. Bungardt, Krefeld.

[1]) Roach, D. B., u. Hall, A. M., Material and Methods, Manual Nr. 126, **43** (1956), 137.

eigenschaften und physikalischen Werte der in Tab. **180.1** und **181.1** wiedergegebenen Stähle und Stahlgußlegierungen sind in Tab. **182.1** und **183.1** enthalten. Sämtliche Werkstoffe haben einen Chromgehalt von mindestens 12 %, da bei diesem Chromgehalt die Neigung, in den passiven, d. h. unangreifbaren Zustand überzugehen, sprunghaft auftritt. Diese korrosionschemische Eigenheit ist kennzeichnend für die nichtrostenden und säurebeständigen Stähle und Grundlage für ihre Anwendung in zahlreichen

180.1 Zusammensetzung nichtrostender und säurebeständiger Stähle. — Nach Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen, 3. Aufl., Düsseldorf 1953, Verlag Stahleisen mbH.

Gruppe	Stahl-Nr.	Zusammensetzung[1])				
		C %	Cr %	Mo %	Ni %	Sonstiges %
Ia	1	< 0,12	12,0···14,0	—	—	—
	2	0,12···0,16	12,0···14,0	—	—	—
	3	0,17···0,22	12,0···14,0	—	—	—
	4	0,38···0,43	12,0···14,0	—	—	—
	5	0,12···0,16	12,0···14,0	1,0···1,3	—	—
	6	0,17···0,22	12,0···14,0	1,0···1,3	—	—
	7	0,20···0,25	16,0···18,0	—	1,0···2,5	—
	8	0,35···0,40	15,5···17,5	1,0···1,3	0,4···0,6	—
	9	0,10···0,15	15,5···17,5	0,2···0,3	0,3···0,5	0,15···0,25 S
	10	0,85···0,95	17,0···19,0	1,0···1,3	—	0,07···0,12 V
	11	0,85···0,95	15,5···17,5	0,4···0,6	—	0,20···0,30 V; 1,2···1,8 Co
Ib	12	< 0,10	15,5···17,5	—	—	—
	13	< 0,10	16,0···18,0	—	—	Ti > 8 × % C oder Nb > 12 × % C
	14	< 0,10	27,0···29,0	—	—	—
	15	< 0,10	16,0···18,0	1,5···2,0	—	Ti > 8 % C oder Nb > 12 × % C
	16	< 0,15	24,0···26,0	2,2···2,6	—	1,5···2,0 Ti, 0,7···1,2 Si
II	17	< 0,10	11,5···13,5	—	11,0···13,0	—
	18	< 0,15	16,0···18,0	—	7,0··· 8,0	—
	19	< 0,15	17,0···19,0	—	8,0···10,0	—
	20	< 0,15	17,0···19,0	—	8,0···10,0	0,10···0,20 S
	21	< 0,07	17,0···19,0	—	9,0···11,0	—
	22	< 0,10	17,0···19,0	—	9,0···11,0	Ti > 5 × % C oder Nb > 8 × % C
	23	< 0,07	16,5···18,5	1,8···2,4	10,5···12,5	—
	24	< 0,07	16,5···18,5	1,8···2,4	12,0···14,0	2,0···2,5 Si
	25	< 0,10	16,5···18,5	1,8···2,4	10,5···12,5	Ti > 5 × % C oder Nb > 8 × % C
	26	< 0,07	16,0···18,0	4,0···5,0	12,5···14,5	—
	27	< 0,07	16,5···18,5	1,8···2,2	19,0···21,0	1,8···2,2 Cu, Ti > 7 × % C oder Nb > 10 × % C
	28	< 0,07	24,0···26,0	2,0···2,4	24,0···26,0	Ti > 5 × % C

[1]) Soweit nicht besonders erwähnt, Si < 1,0 % und bei Stählen der Gruppen Ia und Ib Mn < 1,0 %, bei denen der Gruppe II < 2,0 %.

alkalischen, neutralen oder sauren wässerigen Elektrolyten. Aus diesen allgemeinen Vorbemerkungen zur Eigenart dieser Stähle ergibt sich unmittelbar vom korrosionschemischen Standpunkt aus die grundsätzliche Möglichkeit ihrer Anwendung in wassergekühlten Reaktoren, wobei allerdings die Korrosionschemie nichtrostender Stähle in Wasser unter den Erfordernissen des Reaktorbaues manche Frage aufwirft, worauf in Abschn. 2.173, Korrosionschemisches Verhalten im Kühlmittel näher eingegangen wird.

181.1 Zusammensetzung nichtrostender und säurebeständiger Stahlgußlegierungen. — Nach Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen, 3. Aufl., Düsseldorf 1953.

Gruppe	Stahlguß		Zusammensetzung[1])				
		C %	Si %	Cr %	Mo %	Ni %	Sonstiges %
I	1	0,15···0,25	< 1,5	12,5···14,5		(< 1,0)	–
	2	0,20···0,30	< 1,5	16,0···18,0		< 2,0	–
II	3	0,20···0,40	< 1,5	27,0···29,0	(1,8···2,4)	–	–
	4	0,80···1,30	< 1,5	27,0···29,0	–	–	–
	5	0,80···1,30	< 1,5	27,0···29,0	1,8···2,4	–	–
	6	0,30···0,50	< 1,5	26,0···28,0	–	3,5···4,5	–
III	7	< 0,15	< 2,0	17,0···19,0	–	8,0···10,0	–
	8	< 0,12	< 1,0	17,0···19,0	–	9,0···11,0	Nb > 8 × % C
	9	< 0,15	1,5···2,5	17,0···19,0	1,8···2,4	9,0···11,0	–
	10	< 0,12	< 1,0	16,5···18,5	1,8···2,4	10,5···12,5	Nb > 8 × % C
	11	< 0,12	< 1,0	16,5···18,5	1,8···2,4	16,5···18,5	1,8···2,4 Cu, Nb > 10 × % C
	12	0,10	1,5···2,5	19,0···21,0	2,5···3,5	24,0···26,0	2,0···3,0 Cu

Auf Grund der chemischen Zusammensetzung und des Gefüges lassen sich die nichtrostenden Stähle in drei Gruppen einteilen, nämlich martensitische Chromstähle (Gruppe Ia), ferritische Chromstähle (Gruppe Ib) und austenitische Chrom-Nickelstähle (Gruppe II). Innerhalb jeder dieser Gruppen bestehen, meist durch korrosionschemische Erwägungen bestimmt, zahlreiche legierungstechnische Abwandlungen. Sinngemäß gleiches gilt auch für die nichtrostenden und säurebeständigen Stahlgußlegierungen, deren chemische Zusammensetzung zur Verbesserung der Vergießbarkeit häufig etwas geändert ist.

Die Übersicht über die Festigkeitseigenschaften in Tab. **182.**1 läßt erkennen, daß sich die austenitischen Stähle durch gute Zähigkeitseigenschaften und gute Warmfestigkeitseigenschaften auszeichnen. An Stelle der in Tab. **182.**1 aufgeführten DVM-Kriechgrenze sind in neuer Zeit die auf Grund von Langzeitversuchen ermittelten Zeitstandeigenschaften (Zeitstandfestigkeit, Zeitdehngrenze) als Berechnungsgrundlage für das Festigkeitsverhalten bei hoher Temperatur getreten. Zusammenfassende Angaben hierüber bringen W. F. Simmons und H. C. Cross[2]) sowie K. Bungardt[3]).

Der letztgenannte Verfasser stützt sich dabei auf die Ergebnisse einer deutschen Gemeinschaftsuntersuchung, die zur Zeit eine Versuchsdauer von über 50000 h aufweist.

[1]) Die Mangangehalte liegen bei den Stahlgußlegierungen der Gruppen I und II unter 1,0 %, bei der Gruppe III unter 1,5 %. Stahlgußlegierungen 8 und 10 werden auch mit < 0,07 % C ohne Nb hergestellt.

[2]) Simmons, W. F., u. Cross, H. C., Report on the Elevated Temperature Properties of Stainless Steels, Special Techn. Publ. Nr. 124. Amer. Soc. for Test. Mat., Philadelphia 1952.

[3]) Bungardt, K., Eisenhüttenwes. **28** (1957), 287.

182.1 Festigkeitseigenschaften nichtrostender und säurebeständiger Stähle und Stahlgußlegierungen. — Nach Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen, 3. Aufl., Düsseldorf 1953. (Temperaturangaben in °C.)

Stahl- oder Stahlguß Nr.	Streckgrenze mind. kp/mm²	Zugfestigkeit kp/mm²	Bruchdehnung ($L=5d$) mind. %	Kerbschlagwerte[3]) kp/cm²	Streckgrenze[4]) in kp/mm² bei				DVM-Kriechgrenze in kp/mm² bei					
					100°	200°	300°	400°	450°	500°	mind. 550°	600°	650°	700°
Stahl														
1	45	60···75	18	~10	43	41	38	34	12	7	(3)	—	—	—
2	50	65···80	16	~ 8	48	44	41	38	14	8	(3,5)	—	—	—
3	55	65···80	14	~ 8	52	47	45	42	16	10	(4,5)	—	—	—
4	—	65···80[1])	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5	50	70···85	16	~ 8	48	44	41	38	25	18	10	—	—	—
6	55	75···90	14	~ 5	52	47	45	42	25	18	12	—	—	—
7	60	80···95	14	~ 5	52	47	45	42	16	10	(4,5)	—	—	—
8	60	80···95	14	~ 5	56	54	54	50	30	20	(7)	—	—	—
9	45	70···85	12	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10	—	75···90[2])	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	—	75···90[2])	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12···16	30	45···65	20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17	20	50···65	55	25	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
18, 19, 20	25	55···75	50	20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21, 23, 24, 26	22	55···75	45	20	17,5	14	12	10	—	—	—	—	—	—
22	27	55···75	40	15	20	17	16	15	14,5	14	12,5	11	8	5
25	27	55···75	40	15	21	19	18	17	14,5	14	12,5	11	8	5
27, 28	27	55···75	40	15	21	19	18	17	—	—	—	—	—	—
Stahlguß														
1	40	55···75	12	—	37	35	34	30[5])	13	6	(4,5)	—	—	—
2	45	65···85	8	—	42	37	35	31[5])	13	6	(4,5)	—	—	—
7, 9	20	50···70	20	—	19	16	14	12	—	—	—	—	—	—
8	20	50···70	20	—	20	17	16	15	14,5	14	12,5	—	—	—
10	20	50···70	20	—	21	19	18	17	14,5	14	12,5	—	—	—
11, 12	20	50···70	20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Stahlguß Nr.	Biegefestigkeit mind. kp/mm²	Durchbiegung mind. mm
3	60	10
4	60	10
5	60	8
6	65	15

Da diese Stähle außerdem sehr gut schweißbar sind, haben sie als Konstruktionswerkstoffe des Reaktorbaues besondere Bedeutung. Allerdings müssen der hohe Ausdehnungskoeffizient und die verhältnismäßig niedrige Wärmeleitfähigkeit beachtet werden (Tab. **183.1**). Die für die Verwendung bei hohen Temperaturen über etwa 500 °C besonders interessierenden Stähle Nr. 22 und Nr. 25 der Tab. **180.1** mit Niob- oder Titanzusatz haben zur Verbesserung der Warmfestigkeit und Zähigkeit bei langdauernder Beanspruchung in den letzten Jah-

[1]) gehärtet 55 HRc.
[2]) gehärtet 57 HRc.
[3]) DVMR-Probe.
[4]) nach DIN 50112.
[5]) im geglühten Zustand.

ren noch eine gewisse Änderung erfahren, die im wesentlichen durch eine Erhöhung des Nickelgehalts gekennzeichnet ist[1]).

Die ferritischen Chromstähle sind als Werkstoffe für Schweißkonstruktionen mit höheren Anforderungen an die mechanischen Eigenschaften weniger geeignet, da die Herstellung von Bauelementen mit größeren Querschnitten und guten Zähigkeitseigenschaften auf Schwierigkeiten stößt, die teilweise mit der durch das hohe Kristallisationsbestreben des ferritischen Gefüges zusammenhängenden Neigung zur Grobkörnigkeit, die auch beim Schweißen in den hocherhitzten Nahtrandzonen auftritt, zusammenhängt.

Die martensitischen Chromstähle sind nicht oder nur unter besonderen Vorsichtsmaßnahmen schweißbar, so daß ihre Anwendung im Reaktorbau, vorausgesetzt, daß korrosionschemische und kernphysikalische Eignung gegeben ist, nur für solche Bauteile in Frage kommt, wie Wellen, Spindeln, Ventile usw., an denen keine Verbindungsschweißungen durchgeführt zu werden brauchen.

Da in den amerikanischen Stahlnormen die in Deutschland durchgeführte strenge Unterteilung zwischen nichtrostenden und hitzebeständigen Stählen nicht üblich ist, finden sich im ausländischen Schrifttum über das Eigenschaftsverhalten nichtrostender Stähle für den Reaktorbau auch solche Stähle, die in deutschen Stahlspezifikationen als hitzebeständige Stähle

[1]) Tietz, H., Buchholz, H., Werner, M., Ruttmann, W., u. Schinn, R., Z. VDI **24** (1953), 801. — Bungardt, K., u. Sychrovsky, H., Stahl u. Eisen **75** (1955), 25. — Bungardt, K., Stahl u. Eisen **75** (1955), 1383.

183.1 Physikalische Eigenschaften der nichtrostenden und säurebeständigen Stähle und Stahlgußlegierungen. — Nach Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen, 3. Aufl., Düsseldorf 1953.

Gruppen	Stahl oder Stahlguß Nr.	Dichte g/cm³	Wärmeausdehnung in 10^{-6}/°C zwischen 20 °C und					Wärmeleitfähigkeit bei 20 °C cal/cm · s · °C
			100 °C	200 °C	300 °C	400 °C	500 °C	
I a u. I b[1]) I u. II[2])	1…16 1… 6	7,7…7,8	9 …11	9,5…11,5	10,0…12,0	10,5…12	11,0…12,0	0,05 …0,08
II[1]) III[2])	17…28 7…12	7,8…7,9	16,0…17,0	16,5…17,5	17,0…18,0	17,5…18,5	18,0…19,0	0,035…0,045

Gruppen	Stahl oder Stahlguß Nr.	Spezifische Wärme bei 20 °C cal/g °C	Spezifischer elektrischer Widerstand bei 20 °C Ω mm²/m	Schwindmaß %	Magnetisierbarkeit
I a u. I b[1]) I u. II[2])	1…16 1… 6	0,11	0,50…0,70	1,5…2,0	vorhanden
II[1]) III[2])	17…28 7…12	0,12	0,70…0,85	2,5	nicht vorhanden

[1]) Stähle. [2]) Stahlgußlegierungen.

184.1 Zusammensetzung hitzebeständiger Walz- und Schmiedestähle (Mittelwerte). — Nach Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen, 3. Aufl., Düsseldorf 1953.

Lfd. Nr.	% C	% Si	% Al	% Cr	% Ni	Gefüge	zunderbeständig bis etwa °C
1	0,1	0,7	0,7	6,5	—	ferritisch-perlitisch	800
2	0,1	1,0	1,0	13,0	—	ferritisch	900
3	0,1	1,0	1,0	18,0	—	ferritisch	1000
4	0,1	1,5	1,5	24,0	—	ferritisch	1200
5	0,1	2,3	—	6,5	—	ferritisch-perlitisch	800
6	0,1	2,1	—	13,0	—	ferritisch	900
7	0,1	2,1	—	18,0	—	ferritisch	1000
8	0,1	1,5	—	29,0	—	ferritisch	1200
9	0,2	1,0	—	25,0	4,0	ferritisch-austenitisch	1050
10	0,15	2,0	—	20,0	12,0	austenitisch	1050
11	0,15	2,0	—	25,0	20,0	austenitisch	1200
12	0,1	1,8	—	16,0	35,0	austenitisch	1050

bezeichnet werden und dementsprechend nicht in der Tab. **180.**1 und **181.**1 erscheinen. Um hier einen Anhalt zu geben, sind in Tab. **184.**1 die in Deutschland gebräuchlichen hitzebeständigen Stähle wiedergegeben. Die hitzebeständigen Stahlgußlegierungen sind ähnlich wie die in Tab. **184.**1 unter Nr. 7 bis 11 genannten Walz- und Schmiedestähle aufgebaut, haben aber einen höheren Kohlenstoffgehalt. Bei diesen Stählen und Stahlgußlegierungen handelt es sich um Eisenlegierungen mit erhöhter Zunderbeständig-

184.2 Zusammensetzungsgrenzen hochwarmfester Stähle und Legierungen

%	Chrom-Nickelstähle	Chrom-Kobalt-Nickel-Eisen-legierungen	Nickel-legierungen	Kobalt-legierungen
C	··· ~ 0,5	··· ~ 0,45	··· ~ 0,30	··· ~ 0,7
Cr	12···20	15···25	··· ~ 20	22···28
Co	··· ~ 10	20···45	··· ~ 20	50···66
Ni	8···35	10···45	50···80	··· ~ 16
Fe	> 50	< 50	Rest	Rest
Al	··· ~ 1,5	··· ~ 0,75	··· ~ 2,7 (6,0)	—
B	··· ~ 0,15	··· ~ 0,25	··· ~ 0,3	··· ~ 0,05
Cu	··· ~ 4	—	—	—
Mo	··· ~ 6	··· ~ 5	··· ~ 30	··· ~ 6
Mn	··· ~ 2	··· ~ 2	··· ~ 1	··· ~ 1,5
N	··· ~ 0,2	··· ~ 0,2	—	—
Nb+Ta	··· ~ 4	··· ~ 5	··· ~ 1	··· ~ 2
Si	··· ~ 1	··· ~ 1	··· ~ 1	··· ~ 1
Ti	··· ~ 2	··· ~ 2,8	··· ~ 2,8	—
V	··· ~ 1	··· ~ 3	—	—
W	··· ~ 4	··· ~ 12	··· ~ 5	··· ~ 10

keit. Mögliche Anwendungsgebiete sind besonders in mit Gas oder in mit flüssigen Metallen gekühlten Systemen gegeben.

Im legierungstechnischen Aufbau und hinsichtlich des Gefüges besteht zwischen den nichtrostenden und hitzebeständigen Stahlgruppen große Ähnlichkeit. Auch bei den hitzebeständigen Stählen ist grundsätzlich zwischen den ferritischen Chromstählen und austenitischen Chrom-Nickelstählen zu unterscheiden. Die hitzebeständigen Stähle enthalten aber zur Verbesserung der Zunderbeständigkeit Silizium oder Silizium und Aluminium. In den Festigkeitseigenschaften, den physikalischen Werten und der Verarbeitbarkeit durch Schweißen bestehen im allgemeinen auch bei den hitzebeständigen Stählen die bereits bei den nichtrostenden Stählen aufgezeigten gefügebedingten Unterschiede. Soweit die Festigkeitseigenschaften der nichtrostenden oder hitzebeständigen Stähle bei hohen Temperaturen nicht ausreichen, müssen die hochwarmfesten Stähle und Legierungen in Betracht gezogen werden. Diese Werkstoffe umfassen, wie Tab. **184.**2 zeigt, in der die Zusammensetzungsgrenzen der verschiedenen Legierungsgruppen angegeben sind, einen außerordentlich weiten Bereich[1]).

Die Anwendungsmöglichkeit von Stählen für den inneren Reaktoraufbau ist mit den nichtrostenden, hitzebeständigen oder hochwarmfesten Stählen keineswegs erschöpft und reicht bei den verschiedenen Bauteilen in Abhängigkeit von der Betriebstemperatur, der Art des Brennstoffs und des gewählten Kühlmittels bis in das Gebiet der unlegierten und schwachlegierten Stähle hinein.

Zusammenfassende Literatur

Metals Handbook, Herausgeber: American Society for Metals, Cleveland 1948. — Rapatz, F., Die Edelstähle, 4. Aufl. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1951. — Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen, 3. Aufl. Herausgeber: Verein Deutscher Eisenhüttenleute, Düsseldorf 1953. — Houdremont, E., Handbuch der Sonderstahlkunde, 3. Aufl. Berlin-Göttingen-Heidelberg und Düsseldorf 1956. —

Korrosionschemisches Verhalten im Kühlmittel. [1], [2], [19] bis [22] In Kernenergieanlagen sind beim derzeitigen Entwicklungsstand drei verschiedene Arten von Kühlmitteln gebräuchlich, nämlich leichtes oder schweres Wasser, flüssige Metalle und Gase. Die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der verschiedenen Kühlmittel, die im Einzelfall zur Wahl des einen oder anderen Kühlmittels führen, werden in Abschn. 3.424 behandelt.

Wasser als Kühlmittel. Für die Werkstoffwahl ergeben sich besonders bei den beiden erstgenannten Kühl- und Wärmeübertragungsmitteln im Reaktorbau eine Vielzahl von Gesichtspunkten, die im folgenden zunächst im Hinblick auf die Anwendung von Stählen in wassergekühlten Kernenergieanlagen erörtert werden sollen, wobei nicht beabsichtigt ist, bereits technisch-praktische Regeln für die allgemeine Werkstoffwahl in den verschiedenen wassergekühlten Reaktorbauarten festzuhalten, sondern vielmehr an Hand des Beispiels der Anwendung von Stählen zu zeigen, welche besonderen Gesichtspunkte zu beachten sind.

Die an sich zunächst naheliegende mittelbare Übertragung der werkstofftechnischen Erfahrungen aus dem üblichen Wasserrohr- und Dampfkesselbau auf den Reaktorbau hat die Besonderheiten der im Reaktor gegebenen kernphysikalischen und korrosionschemischen Zusammenhänge maßgebend zu berücksichtigen, nämlich die Veränderung der korrosionschemischen Aggressivität des Kühlmittels, also des leichten oder schweren Wassers unter dem Einfluß der im Reaktorkern herrschenden Strahlung, die Beeinflussung der Korrosionsbeständigkeit des Stahles durch die Strahlung und den Einfluß der beiden vorgenannten Faktoren auf die Radioaktivität des im primären Kreislauf umlaufenden Wassers.

---

[1]) Bungardt, K., Stahl u. Eisen **75** (1955), 1383.

Diese Gesichtspunkte für die korrosionschemische Beurteilung des Konstruktionsstoffes können nicht unabhängig voneinander betrachtet werden, da sie sich gegenseitig bedingen. Als wichtigste Forderung ergibt sich, daß das zur Kühlung verwendete Normal- oder Schwerwasser möglichst rein sein soll, um die durch gelöste oder ungelöste Verunreinigungen hervorgerufene Radioaktivität in tragbaren Grenzen zu halten. Wenn man unterstellt, daß der Strahlungseinfluß auf die Korrosionsbeständigkeit der nichtrostenden Stähle, die als Konstruktionswerkstoffe besonders interessieren, bei mittleren Neutronenflußdichten im allgemeinen gering ist[1]), sind vom korrosionschemischen Standpunkt aus besonders die Veränderungen der korrosionschemischen Aggressivität des Wassers unter dem Einfluß der Strahlung und die hiermit zusammenhängende Verunreinigung durch Korrosionsprodukte wichtig. Zu berücksichtigen hierbei ist, daß die Dissoziation des Wassers unter dem Einfluß der Strahlung eine dauernde Sauerstoff- und Wasserstoffentwicklung zur Folge hat, die zusammen mit anderen dabei entstehenden Zersetzungsprodukten auf das Korrosionsverhalten von bedeutendem Einfluß sein kann, und daß sich durch Korrosionsprodukte auch das Dissoziationsverhalten des Wassers und damit seine korrosionschemische Aggressivität ändern kann.

Dabei ist zwischen einer Reihe von verschiedenen Korrosionsarten zu unterscheiden, nämlich zwischen dem ebenmäßigen Angriff, bei dem der Stahl annähernd parallel zur Oberfläche abgetragen wird, und örtlich verlaufenden Korrosionserscheinungen. Zu den letzten gehören die interkristalline Korrosion, der Lochfraß und die durch das Korninnere bevorzugt verlaufende intrakristalline Korrosion. Derart örtlich begrenzte Korrosionserscheinungen können beispielsweise durch eine bevorzugte Korrosion der Korngrenzen, durch örtlich verstärkte Korrosion in Spalten, beispielsweise in Lagern, durch Kontaktkorrosion bei der Berührung verschiedenartiger Metalle und durch Spannungskorrosion hervorgerufen werden.

Die Bedeutung dieser verschiedenen grundsätzlichen Möglichkeiten der Korrosion ist für die einzelnen Reaktorbauteile unterschiedlich zu bewerten, da jede dieser Korrosionsarten in bestimmten Bauteilen nicht nur zu einem vorschnellen Ausfall, sondern besonders auch zur Bildung radioaktiver, örtlich wirksamer Korrosionsprodukte führen kann, wobei die durch unbeabsichtigte Verunreinigungen im Stahl bedingte Zusammensetzung der Korrosionsprodukte im Hinblick auf die Menge und Halbwertszeit radioaktiver Elemente für die Stahlauswahl von vornherein zu berücksichtigen ist.

Betrachtet man zunächst die ebenmäßige Korrosion, dann ist die Entscheidung bezüglich des zu wählenden Stahles davon abhängig, wie groß die allgemein abtragende Korrosionsgeschwindigkeit des Stahles unter den gegebenen Bedingungen ist und wie hoch damit die Verunreinigung des im primären Kreislauf umlaufenden Wassers durch radioaktive Korrosionsprodukte sein wird. Um die Verunreinigung so niedrig wie möglich zu halten und damit auch die Anlagen zur Wasserreinigung und sonstige Schutzmaßnahmen aufs äußerste zu beschränken, wird man besonders die Bauteile, die mit großer Fläche der gleichmäßig abtragenden Korrosion ausgesetzt sind, wie z. B. die Rohre des Kühlsystems, aus einem Stahl mit höchster Korrosionsbeständigkeit herstellen. Im allgemeinen kommen hierfür bei wassergekühlten Reaktoren besonders die in der Tab. **180**.1 in der Gruppe II unter der Nr. 21, 22, 23 und 25 aufgeführten Stähle in Betracht. Wenn auch unter üblichen Gesichtspunkten die Korrosionsbeständigkeit unlegierter oder schwachlegierter Stähle gegen einen ebenmäßigen Angriff auf Grund der im Wasserrohrkessel- und Dampfkesselbau gesammelten Erfahrungen an sich ausreichend erscheint, ist deren Korrosionsgeschwindigkeit doch zu hoch, um für innere, wasserberührte Bauteile in Reaktoren Verwendung finden zu können.

---

[1]) Wroughton, D. M., u. DePaul, D. J., Nuclear Metallurgy, IMD Special Report Series, Nr. 2 (1956), S. 55.

Dieses ist aber nur eine Seite der für die Stahlwahl maßgebenden Überlegungen, da auch die Radioaktivität der mit dem jeweiligen Stahl sich ändernden Korrosionsprodukte mit in Betracht zu ziehen ist. Beispielsweise muß bei austenitischen nichtrostenden Chrom-Nickelstählen üblicher Herstellung damit gerechnet werden, daß in dem Stahl ein gewisser, wenn auch geringer, Kobaltgehalt vorhanden ist. Der aus bestimmten korrosionschemischen Gründen in einigen Stahlarten angewendete Niobzusatz bringt ferner einen geringen Tantalgehalt ein. Sowohl Kobalt als auch Tantal bilden Isotope mit großer Halbwertszeit. Wenn auch die hierdurch eingetragene Radioaktivität als solche gering ist, bleibt sie doch vom biologischen Standpunkt aus bei Entfernungen oder Ausbesserungen der Bauteile von Bedeutung.

Unlegierte und schwach legierte Stähle werden im allgemeinen für die inneren Konstruktionsteile von wassergekühlten Reaktoren nicht verwendet. Die allgemeine abtragende Korrosionsgeschwindigkeit beträgt bei diesen in Wasser von 60 °C, das etwa 4 cm^3/l Sauerstoff gelöst enthält, etwa 20 $mg/cm^2 \cdot$ mon. Die Korrosion wird sowohl durch die Anwesenheit von Chlorionen als auch die Höhe des p_H-Wertes sowie durch den Gehalt an gelöstem CO_2 beeinflußt. Bei höherer Temperatur kann außerdem ein höherer Gehalt an gelöstem Sauerstoff bedenklich werden, da hierdurch der Lochfraß begünstigt wird.

Gegenüber den unlegierten und schwach legierten Stählen bieten die nichtrostenden und säurebeständigen Stähle der verschiedensten Arten den Vorteil, daß der ebenmäßige Angriff bedeutend geringer ist. Am besten ist die Korrosionsbeständigkeit der in der Gruppe II der Tab. **180.1** genannten Stähle, unter denen für den wassergekühlten Reaktor im allgemeinen nur die Stähle Nr. 21, 22, 23 und 25 in Frage kommen, da die für die Entwicklung der übrigen Stähle maßgebenden Gesichtspunkte für den Reaktorbau weniger bedeutend sind.

Die Korrosionsbeständigkeit der molybdänhaltigen Stähle ist im Grenzfall bei einem Korrosionsangriff durch mäßig warmes Wasser höher als diejenige der molybdänfreien austenitischen Stähle. Außerdem bieten die molybdänhaltigen Stähle auch den Vorteil erhöhter Beständigkeit gegen Lochfraß. Ob im Einzelfall der molybdänfreie Stahl verwendet werden kann oder der molybdänhaltige Stahl verwendet werden muß, hängt von der Wassertemperatur, dem p_H-Wert des Wassers, den Verunreinigungen und anderen im einzelnen vielfach schwer zu übersehenden Faktoren des Reaktorbetriebes ab. Geringer ist die Korrosionsbeständigkeit der in den Gruppen Ia und Ib aufgeführten martensitischen und ferritischen Stähle. Auch bei den in neuerer Zeit entwickelten aushärtbaren nichtrostenden Stählen[1]), die wegen ihrer höheren Härte besonders für Teile, die einem erhöhten Verschleiß unterliegen, verwendet werden, muß mit einem geringeren Korrosionswiderstand als bei den austenitischen Stählen der Gruppe II gerechnet werden.

Abgesehen von dem gleichmäßig abtragenden Korrosionsangriff ist auch bei der Anwendung nichtrostender Stähle die Möglichkeit örtlicher Korrosionsangriffe zu berücksichtigen. Die verschiedenen Arten derartiger Angriffe wurden bereits einleitend zu diesem Abschnitt erwähnt. Allgemein kann aus den Erfahrungen festgestellt werden, daß die austenitischen Chrom-Nickelstähle, besonders diejenigen mit Molybdänzusatz, gegen Lochfraß und Spaltkorrosion am unempfindlichsten sind. Empfindlicher hiergegen sind die martensitischen und ferritischen Chromstähle sowie auch die aushärtbaren austenitischen Stähle. Durch den Molybdänzusatz kann diese Empfindlichkeit auch bei den letztgenannten Stahlgruppen vermindert werden, bleibt aber doch höher als bei den austenitischen Chrom-Nickelstählen.

Interkristalline Korrosion, bedingt durch Karbidausscheidung an den Korngrenzen, wurde bislang unter den Bedingungen des Reaktorbetriebs bei geschweißten Bauteilen auch aus nichtstabilisierten austenitischen Stählen in Wasser bei erhöhter Temperatur nicht beobachtet.

---

[1]) Roach, D. B., u. Hall, A. M., Material and Methods, Manual Nr. 126, **43** (1956), 137.

Als weitere, örtlich auftretende Korrosionsart ist die Spannungsrißkorrosion zu berücksichtigen. Besonders ist diese Möglichkeit bei den austenitischen Stählen zu beachten. Die bisherigen Erfahrungen haben aber gezeigt, daß die austenitischen nichtrostenden Chrom-Nickelstähle und deren verschiedene Abarten im primären Wasserkreislauf unempfindlich sind. Gelegentlich finden sich jedoch Hinweise, daß die ausscheidungshärtenden nichtrostenden Stähle hiergegen anfällig sein können. Bezüglich des sekundären Kreislaufs mit Gebrauchswasser müssen die aus dem allgemeinen Apparatebau bekannten Regeln bezüglich Anfälligkeit bei erhöhtem Chloridanteil besonders im sauren Wasser beachtet werden.

Abschließend sind in der Tab. **189.**1 für die wichtigsten Bauteile preßwassergekühlter Reaktoren praktische Beispiele der Werkstoffwahl genannt. Unterschieden ist zwischen den allgemein üblichen Werkstoffen und den in Sonderfällen angewendeten Werkstoffen.

Flüssige Metalle als Kühlmittel. Für die Verwendung flüssiger Metalle zur Wärmeübertragung besonders in Reaktoren hoher Leistung an Stelle üblicher Kühl- und Wärmeübertragungsmittel sprechen verschiedene Vorteile, nämlich die ausgezeichneten Wärmeübertragungseigenschaften und der hohe Siedepunkt. Diese Eigenschaften gestatten es, die Wärme über kleinere wärmetauschende Flächen zu übertragen und höhere Arbeitstemperaturen ohne wesentliche Drucksteigerung zu erreichen, wodurch der thermodynamische Wirkungsgrad im sekundären Kreislauf erheblich verbessert werden kann.

Für die Wahl des metallischen Wärmeübertragungsmittels sind neben den allgemeinen physikalischen und kernphysikalischen Eigenschaften, wie z. B. dem Moderierungsverhältnis, dem Absorptionsquerschnitt, der Aktivierung durch die Reaktorstrahlung und der Strahlungsstabilität (s. 2.163) die korrosionschemischen Eigenschaften von maßgebender Bedeutung.

Im Hinblick auf die im Reaktor gegebenen Verhältnisse haben bei laboratoriumsmäßigen Korrosionsuntersuchungen besonders die in einem dynamischen Verfahren ermittelten Versuchsergebnisse Bedeutung, da bei diesen der durch das Temperaturgefälle infolge Änderung der Löslichkeit des Versuchswerkstoffs in den flüssigen Metallen bedingte Materialtransport berücksichtigt ist. Bei der höheren Temperatur löst sich von dem Konstruktionswerkstoff ein gewisser Teil, bis ein der Temperatur entsprechender Sättigungswert erreicht ist. Die Lösung erfolgt dabei nicht gleichmäßig entsprechend der chemischen Zusammensetzung des Werkstoffs, sondern kann bei größeren Löslichkeitsunterschieden der einzelnen Legierungselemente zu einer verstärkten Auflösung des Elements mit größerer Löslichkeit führen, worauf bei der Stahlwahl für derartige metallgekühlte Reaktoren zu achten ist. Bei Abkühlung des Kühlmittels nimmt die Löslichkeit ab. Die Folge hiervon ist, daß sich bei niedrigerer Temperatur im Wärmetauscher ein gewisser Betrag der gelösten Legierungsstoffe wieder ausscheidet, bis ein der Temperatur entsprechendes Gleichgewicht erreicht ist. Die Ausscheidung erfolgt an der Oberfläche in kristalliner Form.

Die fortwährende Wiederholung dieses Vorgangs kann durch Verstopfung des Wärmetauschers im Laufe der Zeit zu einer wesentlichen Störung des Reaktorbetriebs führen.

Als weitere Besonderheit bei der Verwendung flüssiger Metalle als Kühlmittel ist die mögliche Verschweißung durch Diffusion über die Berührungsstellen von zwei metallischen Phasengrenzflächen hinweg zu berücksichtigen. Diese Gefahr nimmt mit der Temperatur und dem Druck zu und ist eine wichtige Einflußgröße für die Festlegung der oberen Grenztemperatur, bei der der Wärmekreislauf mit flüssigen Metallen noch störungslos arbeiten kann.

Zu den vorgenannten allgemeinen Gesichtspunkten zur Frage des korrosionschemischen Verhaltens treten im Einzelfall mit der Art des jeweiligen Kühlmetalls sich viel-

189.1 In Druckwasser-Kernreaktoren verwendete Baustoffe. — Nach D. M. Wrouhgton und D. J. De Paul.

Druckbeanspruchte Bauteile		Sonstige Bauteile		Lagerwerkstoffe		Werkstoffe mit besonderen Eigenschaften	
allgemein	speziell	allgemein	speziell	allgemein	speziell	Werkstoffe	Verwendung
< 0,08 C 19 Cr, 9 Ni,	< 0,07 C 16 Cr, 4 Ni, 3,5 Cu, 0,35 Nb + Ta	< 0,08 C 19 Cr, 9 Ni,	< 0,07 C 16 Cr, 4 Ni, 3,5 Cu, 0,35 Nb + Ta	Stellite 1, 3, 6, 13, 19, 21, 25	< 0,07 C 16 Cr, 4 Ni, 3,5 Cu, 0,35 Nb + Ta	< 0,04 C 15 Cr, 73 Ni, 0,9 Nb + Ta 2,5 Ti, 0,9 Al	Federn
< 0,08 C 18 Cr, 10 Ni, Nb + Ta > 10×% C	Monel 70 Ni, 30 Cu	< 0,08 C 18 Cr, 10 Ni, Nb + Ta > 10×% C	< 0,15 C 12 Cr		hart-ver- chromtesBlech	0,06 C 15 Cr, 76 Ni	Federn
< 0,08 C 18 Cr, 11 Ni, Nb + Ta > 10×% C < 0,10 Ta	Kupfer-Nickel 70/30 < 0,15 C, 12 Cr,	< 0,08 C 18 Cr, 11 Ni, Nb + Ta > 10×% C < 0,10 Ta	Kohlenstoff- stahl		Graphit	< 0,08 C 16 Cr, 18 Ni	Nieten
	Kohlenstoff- stahl	< 0,15 C 18 Cr, 9 Ni,	Messing		< 0,07 C 16 Cr, 4 Ni, 3,5 Cu, 0,35 Nb + Ta (nitriert)	< 0,07 C 20 Cr, 29 Ni, > 2 Mo > 3 Cu	Nieten
		< 0,15 C 18 Cr, 9 Ni, < 0,2 P > 0,15 S	Bronze			hart-ver- chromtesBlech	Korrosions- schutz
		< 0,08 C 18 Cr, 9 Ni, Ti > 5×% C				Zirkon	Kerneigen- schaften
						(Hafnium)	Kerneigen- schaften
		< 0,08 C 17 Cr, 12 Ni, 2–3 Mo				Teflon	Dichtung

fältig ändernde Probleme des Korrosionsverhaltens, worauf nachfolgend für eine Anzahl verschiedener Metalle und Metall-Legierungen, die als Wärmeträger in Frage kommen, eingegangen wird.

Natrium; Natrium-Kaliumlegierung[1]) Natrium und Natrium-Kaliumlegierungen haben durch den niedrigen Schmelzpunkt, eine verhältnismäßig hohe Siedetemperatur, die gute Wärmeleitfähigkeit, einen geringen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen, eine verhältnismäßig kurze Halbwertszeit der durch Neutroneneinfang erzeugten Isotope (15 h für das radioaktive Isotop Na^{24}) eine Reihe von Eigenschaften, die sie als Kühlmittel geeignet erscheinen lassen.

Für das Korrosionsverhalten in flüssigen Alkalimetallen sind sowohl die Stahlzusammensetzung als auch die mit den Verunreinigungen im Kühlmittel sich stark ändernde korrosionschemische Aggressivität maßgebend. Unter den das korrosionschemische Verhalten der Stähle besonders stark beeinflussenden Verunreinigungen sind insbesondere Sauerstoff und Kohlenstoff zu nennen. Sauerstoff bildet mit Natrium ein Oxyd hoher Aggressivität. Die Auswirkungen, die der Oxydgehalt auf das Korrosionsverhalten ausübt, hängen im einzelnen von der jeweiligen chemischen Zusammensetzung des Stahles, der Höhe des Sauerstoff- bzw. Oxydgehalts und der Temperatur ab. Tab. **191.**1 gibt die Korrosionsergebnisse einer Reihe von Stählen in flüssigem Natrium mit verschiedenen Sauerstoffgehalten bei unterschiedlichen Temperaturen wieder. In der letzten Spalte der Tabelle ist angegeben, ob neben dem ebenmäßig abtragenden Korrosionsangriff noch besondere Korrosionsvorgänge eingetreten sind. Mit zunehmendem Sauerstoffgehalt und steigender Temperatur nehmen im allgemeinen die Gewichtsverluste zu. Die ferritischen, chromlegierten Stähle sind im allgemeinen oxydationsempfindlicher als die austenitischen Chrom-Nickelstähle. Unlegierte Stähle neigen auch bereits bei geringen Sauerstoffgehalten zur Entkohlung. Gleiches gilt auch für schwachlegierte Stähle mit Chromgehalten unter etwa 2 %. Bei den chromreichen Stählen wird andererseits unter verschärften Angriffsbedingungen hinsichtlich Temperatur und Sauerstoffgehalt interkristalline Korrosion beobachtet. Die Anwesenheit von Kohlenstoff als Verunreinigung, herrührend von Schmiermitteln, Graphit u. a., kann zu einer Aufkohlung führen und muß deshalb ebenfalls beachtet werden.

Aus den bislang vorliegenden Untersuchungen und praktischen Erfahrungen können für die Anwendbarkeit der Stähle in Reaktoren, die mit Natrium oder Natrium-Kaliumlegierungen als Kühlmittel arbeiten, folgende allgemeine Richtlinien herausgestellt werden, wobei unterstellt ist, daß die Verunreinigungen im Kühlmittel gering sind. Unlegierte und schwachlegierte Stähle können bis etwa 500 bis 550 ° in Betracht kommen. Es fehlt jedoch noch eine zuverlässige Kenntnis der Abhängigkeit des Massetransports von der Menge der Verunreinigungen, insbesondere an Sauerstoff. Die Entkohlungsgefahr kann durch Chromzusatz vermindert werden. Die Neigung dieser Stähle zur Selbstverschweißung ist nach Tab. **192.**1 bedeutend höher als bei den austenitischen Chrom-Nickelstählen. Chromstähle mit mehr als 12 % Chrom verhalten sich gegenüber dem Massetransport bei Sauerstoffgehalten bis 0,01 % bei Temperaturen bis etwa 550° ähnlich wie die austenitischen Chrom-Nickelstähle mit 18 % Chrom und 8 % Nickel. Der wichtigste Konstruktionswerkstoff ist zur Zeit ein mit Niob oder Titan stabilisierter 18/8 Chrom-Nickelstahl. Der Stahl ist, wie praktische Erfahrungen zeigten, bis 550 ° in Systemen mit Natrium oder Natrium-Kaliumkühlung bei Sauerstoffgehalten unter 0,005 % vollkommen beständig gegen Massetransport. Wieweit die Arbeitstemperatur noch gesteigert werden kann, hängt entscheidend von der Höhe der Verunreinigungen ab. Außerdem ist hierbei zu berücksichtigen, daß die Neigung zur Selbstverschweißung bei diesem Stahl (Tab. **192.**1) um 700 ° bereits sehr beachtlich ist.

[1]) Brush, E. G., u. Koenig, R. F., Nucl. Metallurgy, IMD Special Report Series Nr. 2 (1956), 21.

191.1 Korrosion von Konstruktionswerkstoffen in Natrium mit verschiedenen Sauerstoffgehalten. — Nach E. G. Brush und R. F. Koenig.

Werkstoff	Temperatur °C	Gew. % O_2	Gewichtsverlust mg/dm² · · mon	Versuchsverfahren[1]	Ergebnis
Eisen	500	0,01	20	D	K. B.[2]
Kohlenstoffstahl	500	0,01	10	S	entkohlt
1,25 Cr, 0,5 Mo	500	0,01	10	S	K. B.
2,25 Cr, 1 Mo	500	0,01	<10	D	K. B.
5 Cr, 0,5 Mo	500	0,01	<10	D	K. B.
5 Cr, 0,5 Mo	500	0,50	580	S	K. B.
7 Cr, 0,5 Mo	500	0,01	10	S	K. B.
7 Cr, 0,5 Mo	500	0,10	200	S	K. B.
7 Cr, 0,5 Mo	500	0,50	600	S	K. B.
9 Cr, 1 Mo	500	0,01	<10	D	K. B.
9 Cr, 1 Mo	500	0,10	200	S	K. B.
9 Cr, 1 Mo	500	0,5	540	S	K. B.
9 Cr, 1 Mo	700	0,01	40	S	leichter Oberflächenangriff
9 Cr, 1 Mo	700	0,5	3700	S	interkristalliner Angriff
12 Cr	500	0,01	<10	D	K. B.
12 Cr	500	0,1	70	S	K. B.
12 Cr	500	0,5	510	S	K. B.
12 Cr	700	0,01	40	S	K. B.
12 Cr	700	0,5	2600	S	interkristalliner Angriff
19 Cr, 10 Ni, <0,08 C	500	0,01	<10	D	K. B.
19 Cr, 10 Ni, <0,08 C	500	0,1	—	S	K. B.
19 Cr, 10 Ni, <0,08 C	500	0,5	20	S	K. B.
19 Cr, 10 Ni, <0,08 C	650	0,01	<10	D	K. B.
19 Cr, 10 Ni, <0,08 C	700	0,01	<10	S	K. B.
19 Cr, 10 Ni, <0,08 C	700	0,50	—	S	interkristalliner Angriff
18 Cr, 11 Ni, <0,08 C, Nb + Ta <10 × C	500	0,01	<10	D	K. B.
	500	0,1	50	S	K. B.
	500	0,5	50	S	K. B.
	650	0,01	<10	D	K. B.
	700	0,01	<10	S	leichte Aufkohlung
	700	0,5	—	S	interkristalliner Angriff
25 Cr, 20 Ni, <1,5 Si, <0,25 C	700	0,01	< 1	S	K. B.
	700	0,5	—	S	interkristalliner Angriff
15 Cr, 73 Ni, 0,04 C, 0,9 Nb + Ta, 2,5 Ti, 0,9 Al	500	0,01	<10	D	K. B.
	650	0,01	<10	D	K. B.
	700	0,01	10	S	leichte Entkohlung
	700	0,5	—	S	interkristalliner Angriff + Entkohlung
15 Cr, 1,2 Mo, 26 Ni, 0,3 V, 2 Ti, 0,05 C	650	0,01	<10	D	K. B.
	700	0,01	<10	S	K. B.
	700	0,5	—	S	interkristalliner Angriff
17...14 CuMo	650	0,01	<10	D	K. B.
17...14 CuMo	700	0,5	—	S	interkristalliner Angriff
18 Cr, 35 Ni	700	0,01	<10	S	K. B.
18 Cr, 35 Ni	700	0,5	—	S	interkristalliner Angriff
19 Cr, 7 Mo, 55 Ni, 2 Ti, 1,1 Al, 0,08 C	700	0,5	—	S	interkristalliner Angriff
Molybdän	700	0,5	800	S	Oberflächenangriff
45 Ni, 22 Cr, 9 Mo, <0,15 C	700	0,01	<10	S	K. B.
	700	0.5	—	S	interkristalliner Angriff

[1]) D = Dynamisches Prüfverfahren, S = Statisches Prüfverfahren.
[2]) K. B. = keine interkristalline Korrosion oder sonstige Oberflächenveränderung.

Quecksilber[1]). Tab. **193.1** gibt nach Untersuchungen von A. J. Nerad[2]) einen Überblick über das Korrosionsverhalten von Eisenwerkstoffen verschiedener Zusammensetzung in Quecksilber. Den Ergebnissen liegt ein dynamisches Prüfverfahren zugrunde, da die statische Prüfung auf Grund des fehlenden Massetransports nur begrenzte Rückschlüsse über die in einem Wärmekreislauf tatsächlich zu erwartenden Korrosionsvorgänge erlaubt. Wenn auch die Löslichkeit von Eisen in Quecksilber sehr

[1]) Gurinsky, D. H., Nuclear Metallurgy, IMD Special Report Series Nr. 2 (1956), S. 5.
[2]) Nicht veröffentl. Untersuchung, zitiert von L. F. Epstein in Liquid Metals Handbook 1952.

gering ist, zeigt sich bei der dynamischen Untersuchung doch eindeutig, daß ein Massetransport stattfindet. Aus den in Tab. **193.**1 mitgeteilten Ergebnissen geht hervor, daß die Stähle mit etwa 4 bis 6% Chrom, 0,5% Molybdän und 1,5% Silizium neben einigen anderen ferritischen Stählen mit hohem Molybdängehalt die beste Korrosionsbeständigkeit aufweisen, die weitaus günstiger ist als bei den Kohlenstoffstählen. Die nickelhaltigen austenitischen Stähle haben demgegenüber eine wesentlich geringere Korrosionsbeständigkeit. Ohne auf Einzelheiten der Erklärung einzugehen, sei noch erwähnt, daß der Korrosionsangriff von niedriggekohlten Stählen nach Nerad[1]) in Quecksilber durch gewisse Zusätze von Chrom, Nickel, Aluminium, Titan oder Zirkon zum Quecksilber bedeutend vermindert wird.

191.1 Bindungsfestigkeit verschiedener Metallpaare nach Eintauchen in Natrium und NaK. — Versuchsergebnisse im ANL und KAPL

Metallpaar und einwirkendes Metall	Temperatur °C	Zeit Tage	Bindungs-festigkeit kp/mm²
Kohlenstoffstahl auf Kohlenstoffstahl (NaK)	455	30	1,6
Kohlenstoffstahl auf Nickel (NaK)	650	6	3,8
Kohlenstoffstahl auf nichtrostendem Stahl (18 Cr, 10 Ni, < 0,08 C, Nb + Ta > 10×% C) (NaK)	650	6	10,8
Nichtrostender Stahl (12 Cr, < 0,15 C) aufeinander (Na)	500	30	keine
Nichtrostender Stahl (18 Cr, 10 Ni, < 0,08 C, aufeinander (NaK)	500	30	keine
Nichtrostender Stahl (18 Cr, 10 Ni, < 0,08 C, Nb + Ta > 10×% C) aufeinander (Na)	593	8	0,2
Nichtrostender Stahl (18 Cr, 10 Ni, < 0,08 C, Nb + Ta > 10×% C) auf Nickel (NaK)	650	6	11,5
Nichtrostender Stahl (18 Cr, 10 Ni, < 0,08 C, Nb + Ta > 10×% C) aufeinander (Na)	704	30	20
Nickel auf Nickel (NaK)	593	33	0,2

Blei- und Blei-Wismutlegierungen. Hinsichtlich der Anwendungsmöglichkeit in flüssigem Blei lassen sich Stähle und Legierungen auf Grund der in statischen und dynamischen Korrosionsversuchen gewonnenen Ergebnisse in drei Gruppen einteilen[2]): Beständig gegen den Massetransport sind unter den gewählten Versuchsbedingungen (800° am heißen Teil und 500° an der kälteren Zone) Molybdän und Nickel. Höhere Beständigkeit gegen den Massetransport als die einzelnen Legierungselemente haben die nichtrostenden Chromstähle, Nickel-Molybdänlegierungen (5% Fe, 28% Mo, 67% Ni bzw. 25% Mo, 75% Ni), eine Chrom-Kobaltlegierung mit 45% Cr und 55% Co sowie eine Molybdän-Eisenlegierung mit 50% Mo und 50% Fe. Empfindlich gegen interkristallinen Angriff und Massetransport sind die reinen Metalle, Nickel, Titan, Kobalt, Chrom, Eisen, Beryllium, sowie die austenitischen, nickelhaltigen nichtrostenden Stähle, Nickel-Chrom- und Nickel-Eisenlegierungen. Aus diesen Untersuchungen ist zu folgern, daß im allgemeinen die Nickellegierungen, von den Nickel-Molybdänlegierungen abgesehen, für den Reaktorbau mit flüssigem Blei als Kühlmittel nicht geeignet sind.

[1]) Nicht veröffentl. Untersuchung, zitiert von L. F. Epstein in Liquid Metals Handbook 1952.
[2]) Cathcart, J. V., u. Manly, W. D., AEC-Report ORNL-1737 (1954).

193.1 Korrosionsbeständigkeit von Stählen in Quecksilber. — Nach Nerad.

Stahlart	Hauptlegierungselement	Prüfzeit h	Max. Kreislauf-Temp. °C	Angriffsgeschwindigkeit mg/cm²·mon	mm/a
niedrig gekohlter	0,2 C	*	482	7	0,10
Stahl		*	538	15	0,23
		*	593	37	0,56
			649	88	1,35
niedrig gekohlter	0,1 Al	162	625	28	0,43
Stahl (+ Al)	0,2 Al	48	650	18	0,28
	0,5 Al	257	625	64	1,02
	1 Al	95	620	52	0,81
	4 Al	113	630	69	1,10
	4 Al	48	650	7	0,10
niedrig gekohlter	0,2 Cr	46	650	13	0,21
Stahl (+ Cr)	0,5 Cr	138	615	7	0,10
	4 Cr	138	625	23	0,36
Chromstahl	5 Cr	*	482	3	0,05
		*	538	7	0,10
		*	593	17	0,25
		*	649	42	0,64
niedrig gekohlter	0,5 Mo	161	670	86	1,53
Stahl (+ Mo)	20 Mo	64	650	0,5	0,008
niedrig gekohlter	1 Si	67	640	7	0,10
Stahl (+ Si)	2 Si	107	640	11	0,18
	3 Si	67	640	7	0,10
niedrig gekohlter	1 Ti	329	620	9	0,15
Stahl (+ Ti	1 Ti	329	675	39	0,61
	2 Ti	329	625	7	0,10
	2 Ti	329	640	15	0,23
niedrig gekohlter	0,1 Al, 0,1 Cr	136	625	46	0,74
Stahl (+ Al, + Cr)	0,5 Al, 0,5 Cr	137	630	37	0,58
	2 Al, 2 Cr	48	620	44	0,69
	2 Al, 2 Cr	142	650	13	0,20
Nitrierstahl	1,23 Al, 1,49 Cr	165	650	7	0,10
(nicht nitriert)		2	615	6	0,10
niedrig gekohlter	5,7 Cr, 1,2 Cu	161	670	8	0,13
Stahl (+ Cr, + Cu)					
(+ Cr, + Mo)	0,5 Cr, 0,5 Mo	140	650	6	0,10
	4,5 Cr, 4,5 Mo	140	640	6	0,10
	4,9 Cr, 0,5 Mo	161	670	86	1,35
(+ Cr, + W)	5,7 Cr, 1,2 W	100	660	26	0,41
(+ Mo, + Si)	15 Mo, 3 Si	89	655	1	0,02
	20 Mo, 3 Si	88	655	0,5	0,008
(+ Al, + Cr, + Mo)	0,5 Al, 8 Cr, 0,3 Mo	140	640	1	0,02
(+ Cr, + Mo, + Si)	4,6 Cr, 0,5 Mo, 1,23 Si	140	640	6	0,10
	4,6 Cr, 0,45···0,64 Mo,	*	482	0,3	0,005
	1···2 Si	*	538	0,80	0,013
		*	593	1,8	0,28
		*	649	4	0,06
	5,5 Cr, 6,4 Mo, 1,4 Si	280	588	0,7	0,01
		982	620	0,8	0,01
		111	650	0,8	0,01
(+ Al, + Cr, + Mo,	0,8 Al, 5 Cr, 0,5 Mo,	450	650	64	0,97
+ Si)	0,9 Si				
austenitischer	18 Cr, 8 Ni	460	652	32	0,51
Chrom-Nickelstahl	25 Cr, 20 Ni	400···500	650	77	1,19

* Durchschnittswerte von Laboratoriumsversuchen sowie von Proben, die bis zu 10 000 Stunden einem Kesselbetrieb unter praktischen Bedingungen ausgesetzt waren.

Von den nichtrostenden Chromstählen abgesehen, fallen in die Gruppe 2 Legierungen, die infolge ihrer chemischen Zusammensetzung eine ausgeprägte Neigung zur Ausscheidung intermetallischer Phasen besitzen. Derartige Phasen vermindern die Aktivität der einzelnen Legierungsstoffe in dem Maße, wie der Widerstand gegen den Massetransport zunimmt. Umgekehrt folgt hieraus, daß ohne diese Neigung zur Bildung intermetallischer Phasen der Widerstand gegen den Massetransport sich aus dem Widerstand der einzelnen Legierungsstoffe ergibt.

In einem zwischen den Temperaturen 450 und 200 bis 250 °C arbeitenden Wärmekreislauf einer eutektischen Blei-Wismutlegierung ergaben Versuche mit nichtrostenden Stählen (0,15% C, 12,5% Cr und 0,25% C, 25% Cr) und einem unlegierten Stahl mit niedrigem Kohlenstoffgehalt, daß bei den niedrigeren Arbeitstemperaturen der Massetransport erst eingeleitet wird, wenn Sauerstoff Zutritt hat[1]).

Wismut-Uran. In homogenen Reaktoren ist der Brennstoff im Kühlmittel gelöst. Im Falle des Wismuts sind etwa 1% Uran bei 560 °C in Lösung, so daß, mit Ausnahme der chemischen Reaktionsfähigkeit, die Eigenschaften denen der reinen Wismutschmelzen gleichkommen. Während Reineisen und niedrig legierte Stähle unter statischen Bedingungen einen guten Korrosionswiderstand zeigen, setzt bei den austenitischen Chrom-Nickelstählen ab 450° eine erhebliche Korrosion ein[2]). Untersuchungen in einem Wärmekreislauf zwischen den Temperaturen 700 und 615° ergaben an einem Stahl mit 5% Cr unter Zusatz von 0,005% Ti und 0,035% Mg zur Schmelze eine Erniedrigung des Massetransports um das Hundertfache. Die gleiche korrosionsverhindernde Eigenschaft wie Titan hat auch Zirkon, wenn es der Wismutschmelze zusammen mit 0,1% Mg zugesetzt wird. Der Einfluß des Chromgehalts der Stähle ist nur gering. Nichtrostende Chrom-Nickellegierungen werden stark angegriffen, wobei als weiterer Nachteil hinzukommt, daß das im Wismut in Lösung gehende Nickel die Löslichkeit des Urans herabsetzt.

Die Wirkungsweise des Zirkons als korrosionshemmender Zusatz in Wismut liegt in der Fähigkeit, auf der Eisen- oder Stahloberfläche eine Schicht $ZrFe_2$ oder $ZrFe_3$ zu bilden, die gegenüber Angriffen den notwendigen Schutz bildet. Diese Schicht beeinflußt einmal die Lösung und ferner die Ausscheidung. Sie stellt eine Diffusionssperre dar, die die Lösungsgeschwindigkeit erniedrigt und gleichzeitig die Auskristallisation an der Oberfläche im kalten Teil des Kreislaufs verhindert. Außerdem besteht noch die Möglichkeit, daß Titan oder Zirkon mit dem Stickstoff und Kohlenstoff der Stähle in Wechselwirkung treten und Oberflächenschichten von TiN und TiC bzw. ZrN und ZrC bilden, die korrosionshemmende Eigenschaften haben. Röntgenographisch ist ZrN als Deckschicht festgestellt worden. Der Einfluß des Zirkons auf den Ausscheidungsmechanismus ist durch die Absättigung der freien Bindungen an der Oberfläche bedingt, wodurch eine Kristallisation weitgehend vermieden wird.

Gase als Kühlmittel. Neben leichtem oder schwerem Wasser, flüssigen Metallen, auch geschmolzenen Salzen und organischen Flüssigkeiten haben besonders Gase als Kühlmittel Bedeutung erlangt, da sie trotz einiger grundsätzlicher Nachteile, wie schlechte Wärmekapazität, ungünstige Wärmeleitfähigkeit u. a., hinsichtlich des korrosionschemischen Verhaltens gegenüber den Bauwerkstoffen des Reaktors weitaus besser zu übersehen sind als die bislang genannten Kühlmittel. Unter Berücksichtigung wärmetechnischer, kernphysikalischer und wirtschaftlicher Überlegungen hat zur Zeit Kohlendioxyd die größte Bedeutung als Kühlgas. Unter den bisher angewendeten Bedingungen bestehen in trockenem Kohlendioxyd hinsichtlich des korrosions-

[1]) Cygan, R., AEC-Report NAA-SR-253 (1953).
[2]) Weeks, J. R., Klamut, C. J., Silberberg, M., Miller, W. E., u. Gurinsky, D. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 341, P/118.

chemischen Widerstandes der Stähle keine besonderen Schwierigkeiten, jedoch stellt die erforderliche Dichtigkeit des Kühlsystems nicht unerhebliche Anforderungen an die apparative Fertigungstechnik. Die Grenze für die Anwendbarkeit von Kohlendioxyd als Kühlgas ergibt sich aus der temperaturabhängigen Veränderung des Gleichgewichts $2\,CO \rightarrow C + CO_2$ (Boudouardsche Kurve), wodurch je nach Stahlzusammensetzung und Temperatur eine mehr oder weniger starke Aufkohlung oder Entkohlung eintritt.

Außer Kohlendioxyd haben als mögliche Kühlgase noch Wasserstoff, Helium und Stickstoff Bedeutung. Während beim Helium die Wirtschaftlichkeitsfrage die Anwendung beeinträchtigt, ist beim Stickstoff zu beachten, daß bei höherer Temperatur eine Aufstickung und damit Versprödung der Stähle eintreten kann. Die Bildung des radioaktiven Isotops N^{16} ist wegen der relativ geringen Erzeugungsrate und der kurzen Halbwertszeit (7 s) von untergeordneter Bedeutung. Auch die Anwendung von Wasserstoff bringt eine Anzahl werkstofftechnischer Probleme, die mit der verhältnismäßig großen Diffusionsgeschwindigkeit von Wasserstoff, der Zähigkeitsverminderung durch Wasserstoffbeladung und Reaktion mit dem Kohlenstoffgehalt der Stähle zusammenhängen.

195.1 Härteänderung von Stählen durch Neutronenbestrahlung. — Nach C. R. S. Sutton und D. O. Leeser.

Stahl	Zustand	Bestrahlungsdosis 10^{19} n/cm²		Temp. °C	Art der Härte	Härte	
		langs.	schnell			vor der Bestrahlung	nach der Bestrahlung
55 Ni, 17 Mo, 16 Cr, 4 W	gegossen	4	5	—	RA	57···58	60···61
0,18 C, 0,8 Mn	weich	1	—	250	Rc	6···7	8···10
	hart	1	—	250	Rc	20···25	22···25
0,44 C, 0,8 Mn	weich	1	—	250	Rc	21···23	27···29
	hart	1	—	250	Rc	45···46	46···48
0,41 C, 1,5 Mn	weich	1	—	250	Rc	12···20	25···26
0,1 S	hart	1	—	250	Rc	45	45···42
< 0,08 C, 17 Cr,	weich	37	51	24	Rb	82···83	98
12 Ni, 2,5 Mo	kaltverf.	37	51	24	Rc	25···27	28···32
< 0,2 C, 16 Cr,	weich	3	—	280	RA	64···65	68
2 Ni	hart	3	—	280	RA	70···71	72
0,04 C, 17 Cr,	weich	4,4	—	280	Rc	33···35	48···52
4 Ni, 4 Cu, 0,35 Nb	hart	4,4	—	280	Rc	50···51	45···50

Eigenschaftsbeeinflussung durch Strahlung. [1], [20] bis [23]. Im Reaktorkern sind die Konstruktionswerkstoffe einem hohen Strahlungseinfluß von schnellen und langsamen Neutronen sowie einer intensiven Beta- und Gamma-Strahlung ausgesetzt. Hinzu kommt noch die Einwirkung der bei den Spaltprozessen auftretenden Bruchstücke, die mit großer Energie fortgeschleudert werden. Diese Strahlung kann in Verbindung mit den im Reaktorkern auftretenden hohen Temperaturen und Spannungen die physikalischen, korrosionschemischen und technologischen Eigenschaften der Konstruktionswerkstoffe erheblich beeinflussen.

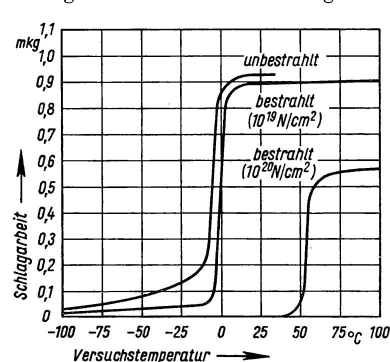
Aus der Fülle der vorliegenden Ergebnisse sind nachfolgend einige herausgegriffen:

Unter den nach Einwirkung einer Strahlung eintretenden Eigenschaftsänderungen mechanischer Kenngrößen metallischer Werkstoffe ist insbesondere die sowohl an

Ein- als auch an Vielkristallen vielfach beobachtete Härtezunahme bemerkenswert. Tab. **195.**1 bringt hierfür Beispiele aus den Untersuchungen von C. R. S. Sutton und D. O. Leeser[1]) an einer Reihe von Kohlenstoffstählen und nichtrostenden Stählen. Die Härtezunahme ist meist um so ausgeprägter, je niedriger die Ausgangshärte ist. Die in der Härteänderung gekennzeichnete Richtung der Veränderung mechanischer Eigenschaften durch Bestrahlung ist in gleicher Weise auch bei der Ermittlung anderer Festigkeitskenngrößen zu beobachten, wie aus Tab. **197.**1 hervorgeht[1]).

Die 0,2-Dehngrenze und die Zugfestigkeit sind nach der Neutronenbestrahlung wesentlich höher, während die Kerbschlagzähigkeit entsprechend stark abnimmt. Für die vorgenannten Eigenschaftsänderungen sind sowohl die Bestrahlungstemperatur als auch der Ausgangszustand des Werkstoffs von maßgebender Bedeutung. Im allgemeinen ist der Strahlungseinfluß um so größer, je weicher der Ausgangszustand ist. Die Geschwindigkeit der Härtezunahme nimmt mit zunehmender Härtesteigerung ab. Bei ausreichend langer Bestrahlungsdauer kann unter Umständen ein Grenzwert erreicht werden, oberhalb dessen eine weitere Härtezunahme nicht mehr beobachtet wird. Untersuchungen an kaltverformtem Eisen[2]) weisen darauf hin, daß durch die vorausgegangene Kaltverfestigung die Empfindlichkeit gegen den Strahlungseinfluß vermindert wird, unter Umständen kann sogar eine durch Abnahme der Streckgrenze und Zunahme der Bruchdehnung kenntliche Erweichung eintreten.

Der Einfluß der Strahlung auf das Festigkeitsverhalten zeigt sich auch in zahlreichen anderen, kennzeichnenden Änderungen, beispielsweise in dem Verlauf der Spannungs-Dehnungskurve, der Warmfestigkeit u. a. Im allgemeinen ist im weichen Ausgangszustand die Elastizitätsgrenze nach der Bestrahlung höher und die Verfestigungsneigung niedriger als vor der Bestrahlung. Im Vergleich zu kaltverformten Werkstoffen ist aber die durch Strahlungseinwirkung hervorgerufene Festigkeitszunahme gegen Temperatursteigerung empfindlicher, d. h., die Festigkeit fällt mit der hohen Temperatur schneller.



196.1 Wirkung der Neutronenbestrahlung auf die Kerbschlagzähigkeit (in mkp) eines normalisierten Kohlenstoffstahles (~ 0,30 % C; < 0,9 % Mn; ~ 0,25 % Si)

Nach den bisherigen Beobachtungen über den Abbau der Strahlungshärtung durch eine Erwärmung nach der Bestrahlung können zwei Metallgruppen unterschieden werden[3]).

Bei Aluminium wird die durch Strahlungseinwirkung entstandene Härtezunahme im Temperaturbereich von − 80 °C bis − 20 °C gleichlaufend mit der Änderung des elektrischen Widerstandes abgebaut, wobei die Aktivierungsenergie beträchtlich unter derjenigen für die Selbstdiffusion liegt. Dagegen erfolgt bei Eisen, Kupfer und Nickel die Änderung des elektrischen Widerstandes bereits in einem Temperaturbereich, in dem die Härte noch keine wesentliche Abnahme zeigt. Die Aktivierungsenergie für die Widerstandsänderung liegt dabei in der Größenordnung derjenigen für die Selbstdiffusion.

[1]) Nucleonics **12** (1954), 8. — Konobeevsky, S. T., Pravdyuk, N. F., u. Kutaitsev, V. J., Nuclear Chemistry and the Effect of Irradiation, United Nations, New York 1956. — Leeser, D. O., Materials and Methods **40** (1954), 110.

[2]) Kunz, F. W., u. Holden, A. N., Phys. Rev. **94** (1954), 1417, s. a. Acta Metallurgica **2** (1954), 816.

[3]) Cottrell, A. H., Metallurg. Rev. **1**, 4 (1956), 479.

Eine bemerkenswerte, unter Strahlungseinfluß mögliche Eigenschaftsänderung der Stähle ist die Verschiebung der Übergangstemperatur, die für einen Kohlenstoffstahl in Fig. **196.**1 gezeigt wird[1]). Der Betrag, um den sich nach der Bestrahlung die Übergangstemperatur vom spröden zum zähen Bruch verschiebt, ist stark von der Strahlungsintensität abhängig. Grundsätzlich ähnliches Verhalten zeigen auch legierte Stähle, soweit bei diesen überhaupt ein derartig ausgeprägter Temperaturbereich der schnellen Änderung des Zähigkeitsverhaltens vorhanden ist. Aus diesen Beobachtungen ergeben sich für die Stahlwahl für den Reaktorbau wichtige Gesichtspunkte, wobei wohl angenommen werden darf, daß die bekannten metallurgischen und wärmebehandlungstechnischen Maßnahmen zur Erzielung einer möglichst tief liegenden Übergangstemperatur auch im Reaktorbau vorteilhaft sind.

Für die bei höheren Temperaturen im Reaktorbau verwendeten Werkstoffe, bei denen unter dem Einfluß der auftretenden mechanischen Beanspruchungen ein mehr oder weniger starkes ständiges Fließen auftritt, ist von besonderer Wichtigkeit das Kriechverhalten unter gleichzeitigem Strahlungseinfluß. Soweit die bisherigen, allerdings nicht sehr zahlreichen und teilweise sich widersprechenden Untersuchungen überhaupt eine Verallgemeinerung zulassen, ist festzustellen, daß der Einfluß der Strahlung auf das Kriech-

[1]) Wilson, J. C., u. Billington, D. S., Nuclear Eng. and Sci. Congr., Cleveland 1955, Vorabdruck.

197.1 Einfluß der Neutronenausstrahlung auf statische Festigkeitseigenschaften von Stählen. — Nach C. R. S. Sutton und D. O. Leeser sowie S. T. Konobeevsky, N. F. Pravdyuk und V. J. Kutaitsev.

Stahlzusammensetzung	Wärmebehandlung	Temp. °C	Integr. Neutronenflußdichte n/cm²	Zugfestigkeit kp/mm²			0,2 % Dehngrenze kp/mm²			Kerbschlagzähigkeit kpm/cm²			Mikrohärte Hv kp/mm²		
				vorher	nachher	Änd. in %	vorher	nachher	Änd. in %	vorher	nachher	Änd. in %	vorher	nachher	Änd. in %
18 Cr; 9 Ni; 0,6 Ti; 0,1 C	1100°/H_2O	80°	$2{,}43 \cdot 10^{20}$	62,5	80,0	+29	22,3	65,5	+192	24,1	8,2	−65	163	250	+53
18 Cr; 9 Ni; 0,6 Ti; 0,1 C	850° geglüht	80°	$3{,}20 \cdot 10^{20}$	64,0	70,5	+10	27,0	58,5	+116	—	—	—	184	306	+66
18 Cr; 9 Ni; 0,06 C	1100°/H_2O	80°	$2{,}43 \cdot 10^{20}$	65,8	66,5	+ 1,5	20,7	51,3	+148	—	—	—	161	268	+66
20 Cr; 14 Ni; 2,5 Si	1100°/H_2O	80°	$3{,}2 \cdot 10^{20}$	60,0	72,2	+21	28,2	55,2	+ 96	—	—	—	183	330	+80
1 Cr; 0,25 V; 0,5 C	850° normalisiert	80°	$2{,}43 \cdot 10^{20}$	109,5	138,0	+27	82,0	130,0	+ 58	3,26	1,84	−43	380	384	—
13 Cr; 0,5 Mo; 0,11 C; 7,5 Nb	—	80°	$2{,}43 \cdot 10^{20}$	48,0	69,0	+44	31,7	69,0	+116	—	—	—	258	327	+26

verhalten vielkristalliner Metalle und Legierungen im Bereich der technischen Gebrauchstemperaturen verhältnismäßig gering ist. Beispielsweise wurde an einem austenitischen Chrom-Nickelstahl erst über 760 °C eine geringe Erhöhung der Kriechgeschwindigkeit durch Bestrahlung festgestellt, während unter dieser Temperatur die Kriechgeschwindigkeit etwas abnahm. Letzteres hängt damit zusammen, daß unter 700 °C eine gewisse Härtezunahme durch die Bestrahlung eintritt.

Auf die unter dem Einfluß der im Reaktor herrschenden Korpuskular- und Wellenstrahlung auftretenden Änderungen physikalischer Eigenschaften wie Dichteabnahme, Zunahme des Elastizitätsmoduls und des elektrischen Widerstandes ist im Hinblick auf die in Abschn. 2.4 durchgeführte eingehende Erörterung der metallphysikalischen Zusammenhänge zwischen den Materie- und Eigenschaftsänderungen durch Strahlung hier verzichtet.

Wenn in Abschn. 2.173 (korrosionschemisches Verhalten) festgestellt wurde, daß unter der im Reaktor herrschenden Strahlung die Korrosionseigenschaften der Stähle kaum beeinflußt werden, stützt sich diese Feststellung auf die vorliegenden Erfahrungen und einige Laboratoriumsuntersuchungen. Darüber hinaus kann im Zusammenhang mit der in diesem Abschnitt behandelten Frage der Eigenschaftsbeeinflussung durch Strahlung nur angedeutet werden, daß das Problem als solches außerordentlich vielfältig und schwierig ist, da hierbei sowohl die Wechselwirkung zwischen der eigentlichen Werkstoffänderung durch Strahlung und dem korrosionschemischen Verhalten als auch die Änderung der Korrosionsprodukte unter dem Strahlungseinfluß und ferner die Beeinflussung der korrosionschemischen Aggressivität des Kühlmittels zu berücksichtigen ist. Eine getrennte Erfassung dieser verschiedenen Einflußgrößen ist äußerst schwierig.

2.174 Sonstige Werkstoffe [1]

Unter den für den Reaktorbau in Frage kommenden Konstruktionsmaterialien sind im Rahmen dieses Buches besonders Zirkon und seine Legierungen sowie die chemisch beständigen Stähle behandelt worden. Das derzeitige und zukünftige Anwendungsgebiet metallischer Konstruktionswerkstoffe im Reaktorbau ist damit nur in großen Zügen umrissen. Die metallurgische und metallkundliche Forschung auf dem Gebiet der selteneren Metalle und deren Legierungen hat im vergangenen Jahrzehnt eine außerordentliche Fülle neuer Werkstoffe gebracht, deren zukünftiges allgemeineres Anwendungsgebiet im Reaktorbau zur Zeit noch schwer zu überblicken ist, da neben der einwandfreien technischen Beherrschung dieser Metalle und deren Legierungen im Hinblick auf die Erfordernisse als Konstruktionswerkstoffe die ausreichende Versorgung und Kostenfrage von maßgebender Bedeutung sind.

Zur grundsätzlichen Eignung dieser Metalle enthalten bereits die im Abschnitt 2.171 durchgeführte allgemeine Erörterung, besonders die in der Tab. **A** 13 dieses Abschnitts zusammengestellten Absorptionsquerschnitte für thermische Neutronen und die wiedergegebenen allgemeinen physikalischen Eigenschaften, einige Hinweise. Unter Berücksichtigung der in diesem Abschnitt auch erwähnten allgemeinen korrosionschemischen und technologischen Eigenschaften haben beim derzeitigen Stand des Reaktorbaues besonders Aluminium und allerdings in wesentlich geringerem Umfang Niob größere Bedeutung, wobei Aluminium, dessen Gebrauchseigenschaften als Konstruktionswerkstoff des allgemeinen Apparatebaues durch eine langjährige Erfahrung bekannt sind, besonders für wassergekühlte Reaktoren mit niedriger Arbeitstemperatur geeignet ist. Zum Korrosionsverhalten des Aluminiums in wassergekühlten Reaktoren in Abhängigkeit vom Reinheitsgrad weisen die vorliegenden Untersuchungen darauf hin, daß gewisse Verunreinigungen in Reinaluminium hierfür eher günstig als nachteilig sind. Die Anwendung von Reinaluminium als Konstruktionswerkstoff ist sowohl aus

Gründen der Korrosionsbeständigkeit als auch durch die mit steigender Temperatur stark abnehmende Festigkeit in wassergekühlten Reaktoren auf Temperaturen bis etwa 150° begrenzt. Wieweit das nach metallkeramischen Verfahren mit einem gewissen Oxydgehalt hergestellte SAP-Aluminium mit erhöhter Warmfestigkeit hier in Zukunft erweiterte Anwendungsmöglichkeiten bietet, bleibt abzuwarten.

Gute Korrosionsbeständigkeit in flüssigen Metallen sowie brauchbare Festigkeitseigenschaften und plastische Verformbarkeit weist Niob auf. Allerdings steht dieses Metall bisher nur in begrenzten Mengen und zu hohem Preis zur Verfügung, so daß seiner Anwendung auf breiter Grundlage dadurch Grenzen gesetzt sind.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß das werkstofftechnische Problem des Reaktorbaues mit metallischen Werkstoffen nicht allein beherrscht werden kann. Die umfangreichen Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiete der metallkeramischen Werkstoffe, d. h. der durch Sintern hergestellten Verbundwerkstoffe zwischen Metallen und Hartstoffen der verschiedensten Art (Oxyde, Karbide, intermetallische Verbindungen u. a.) müssen in diesem Zusammenhang für bestimmte Konstruktionsteile des Reaktors berücksichtigt werden.

Zusammenfassende Literatur

[1] Reactor Handbook, Bd. Engineering und Bd. Materials, United States Atomic Energy Comm., New York, Toronto, London 1955. — [2] Genf. Ber. 1955, Bd. 9. — Schmid, E., u. Lintner, K., Z. Metallkde. **47** (1956), 267. — [3] Lustmann, B., u. Kerze, F., The Metallurgy of Zirconium, New York, Toronto, London 1955. — [4] Miller, G. L., Zirconium, London 1954. — [5] Zirconium and Zirconium Alloys, Symposium, Am. Soc. f. Metals, Cleveland, Ohio 1953. — [6] Zirconium, its Production and Properties, Bureau of Mines Bull. 561, Washington 1956. — [7] Miller, G. L., Nucl. Engng. 1956, 164. — [8] Low Tin Zirconium Alloys, Materials Handbook III, Livermore, Cal. 1953. — [9] Metals Handbook, Am. Soc. f. Metals, Cleveland 1948. — [10] Rapatz, F., Die Edelstähle, 4. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1951. — [11] Werkstoff-Handb. Stahl u. Eisen, 3. Aufl., Verein Dt. Eisenhüttenleute, Düsseldorf 1953. — [12] Houdremont, E., Handb. d. Sonderstahlkde., 3. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg u. Düsseldorf 1956. — [13] Symposium on Materials f. Gas Turbines, Am. Soc. f. Test. Mat., Philadelphia 1946. — [14] Clark, F. H., Materials at High Temperatures, New York 1950. — [15] Bandel, G., u. Bungardt, K., Hochwarmfeste hitzebeständige Stähle, Bl. 093, Werkstoff-Handb. Stahl u. Eisen 3. Aufl., Düsseldorf 1953. — [16] Clark, C. L., High-Temperature Alloys, London 1953. — [17] Simmons, W. F., u. Cross, H. C., Report on the Elevated-Temperature Alloys, Spec. Techn. Publ. Nr. 160, Am. Soc. f. Test. Mat. Philadelphia 1954. — [18] Bungardt, K., Stahl u. Eisen **75** (1955), 1383. — [19] Liquid Metals Handbook, Departm. of the Navy, Navexos 1954. — [20] Genf. Ber. 1955, Bd. 7. — Nuclear Chemistry and the Effect of Irradiatim. — [21] Cottrell, A. H., Metallurg. Rev. **1**, 4 (1956), 479. — [22] Nuclear Metallurgy, A Symposium on Behaviour of Materials in Reactor Environment, IMD Spec. Rep. Ser. **2** (1956), Am. Inst. of Mining and Metallurg. Eng. — [23] Glen, J. W., Advances in Phys. **4** (1955), 381. [24] Nuclear Metallurgy, A Symposium on the Effects of Radiation on Metals, IMD Spec. Rep. Ser. **3** (1956), Am. Inst. of Mining and Metallurg. Eng.

2.2 Chemie der radioaktiven Substanzen*)

2.21 Allgemeines über radiochemische Methoden

Unter radiochemischen Methoden versteht man chemische oder physikalisch-chemische Methoden, die dazu dienen, trägerfreie oder trägerhaltige Radionuklide zu gewinnen, abzutrennen, chemisch umzuarbeiten oder in eine zur Messung geeignete Form überzuführen. Die Methoden sind zwar den üblichen Methoden der Chemie

*) Verfaßt von F. Baumgärtner, München, u. W. Seelmann-Eggebert, Mainz.

wesensverwandt, jedoch war es notwendig, spezielle Methoden zu entwickeln oder die üblichen abzuwandeln, um sie den besonderen Verhältnissen, wie z. B. den extrem niedrigen Konzentrationen der Radionuklide, anzupassen.

2.211 Das chemische Verhalten extrem niedriger Ionenkonzentrationen

In der Radiochemie handelt es sich bei den reinen Radionukliden häufig um Konzentrationen, die im Bereich völlig gewichtsloser Ionenmengen liegen. Nach Hevesy und Paneth bezeichnen wir sie als Indikator-Mengen. Wenn ihr Gewicht weniger als 10^{-6} g beträgt, sind sie nur durch ihre Radioaktivität nachzuweisen. Bei diesen niederen Konzentrationen benehmen sich die Stoffe oft anders, als es nach ihrem Verhalten bei höheren Konzentrationen vorauszusehen ist. Am bekanntesten ist die Bildung von Kolloiden[1]). So sind beispielsweise in Sulfatlösungen, die spurenhaft Radiobarium enthalten, schon lange vor Erreichen der Fällungskonzentration Kolloide nachzuweisen. Ähnliche Erscheinungen sind auch in vielen anderen Fällen bekannt[2]). Im allgemeinen ist die Bildungstendenz von Radiokolloiden um so größer, je größer die Neigung ist, zu hydrolysieren. Eine genaue Erklärung dafür wurde bis heute noch nicht gegeben. Man nimmt an, daß es sich um eine Adsorption der Ionen an Staubteilchen in der Lösung handelt.

2.212 Das Ausfällen von Indikatormengen mit Niederschlägen

Da wirkliche Indikatormengen das Löslichkeitsprodukt nicht überschreiten, muß zu ihrer Ausfällung ein Träger zugesetzt werden, der entweder aus inaktiven Ionen desselben Elements besteht oder aus Ionen eines anderen Elements, die in einem bestimmten Verhalten dem Indikator gleichen.

Bei der Ausfällung von Indikatormengen mit nicht-isotopen Trägern gibt es verschiedene Möglichkeiten[1]).

1. Die Indikatoratome werden ordnungsgemäß in das Kristallgitter des Trägers eingebaut, und es bilden sich Mischkristalle.

2. Die Indikatoratome werden an der Oberfläche des Niederschlags adsorbiert. Da die adsorbierende Oberfläche begrenzt ist, kann in diesem Fall durch inaktive Ionen eines Rückhalteträgers die Menge des adsorbierten Indikators zurückgedrängt werden.

3. Die Indikatoratome bilden mit dem Träger ein schwer lösliches Doppelsalz.

4. Die Indikatoratome bilden mit dem Träger anomale Mischkristalle, die bei makroskopischen Mengen nicht bekannt sind.

5. Die Indikatoratome werden nicht nur an der Oberfläche des Niederschlags adsorbiert, sondern auch in seinem Inneren, an den intermediär auftretenden Flächen bei der Entstehung des Niederschlags.

Für die Ausfällung von Indikatormengen gilt die Gleichung

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = K(x_0 - x)\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} \qquad (1)$$

mit der Lösung

$$\frac{x}{x_0} = 1 - \mathrm{e}^{-Ky}. \qquad (2)$$

Dabei ist x_0 die ursprünglich vorhandene Indikatormenge, $\mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ die in der Zeiteinheit ausfallende Indikatormenge, $(x_0 - x)$ die augenblicklich vorhandene Indikatormenge

[1]) Hahn, O., Applied Radiochemistry, New York 1936.

[2]) Wahl, A. C., Bonner, N. A., Radioactivity Applied to Chemistry, New York 1951.

und dy/dt die in der Zeiteinheit ausfallende Trägermenge. K ist eine für jedes Träger-Indikator-System empirische Konstante.

Der Bruchteil x/x_0 des ausgefällten Indikators steigt demnach zeitlich asymptotisch mit der Menge des ausgefällten Trägers y an.

2.213 Adsorption und Absorption von Indikatormengen

Das Verhalten von Indikatormengen gegenüber Ionenaustauschern ist dasselbe wie bei Makrogewichtsmengen[1]). Ionenaustauscher sind deshalb sowohl zur Trennung von Indikatormengen untereinander als auch zur Abtrennung gewichtsloser Ionenmengen von größeren Mengen anderer Ionen geeignet. Zur Trennung von spurenhaften Ionenmengen, die eine große Affinität zum Austauscher haben, genügen schon sehr kleine Austauschersäulen. Wenn jedoch durch Hydrolyse die Kationen als Radiokolloide vorliegen, werden sie nicht von Kationenaustauschern zurückgehalten. In solchen Fällen ist es aber meistens möglich, die Radiokolloide durch starke Komplexbildner aufzulösen und die komplexen Anionen auf Anionenaustauschern zu binden.

2.214 Die Solvent-Extraktion

Die Solvent-Extraktion beruht auf der ungleichmäßigen Verteilung eines Stoffes zwischen zwei nicht mischbaren Lösungsmitteln[2]). Bei der „Aussalz-Methode" geht das Salz aus der wässerigen Phase in die organische Phase als undissoziierte Verbindung. Nach dem Massenwirkungsgesetz

$$\frac{(MX_n)_{org}}{(M^{+n})\,(X^-)^n} = K \tag{3}$$

für den Vorgang

$$M^{+n} + nX^- = (MX_n)_{org}$$

ist das Verteilungsverhältnis

$$\frac{(MX_n)_{org}}{(M^{+n})} = K \cdot (X^-)^n$$

nicht von der Gesamtkonzentration des Elements M, sondern nur von der Gleichgewichtskonstanten K und von der vorhandenen Menge des Anions X abhängig. Die Extraktion durch Aussalzen ist deshalb auch auf Indikatormengen anwendbar. So können beispielsweise Spuren von Radiokobalt aus großen Mengen Eisen oder Spuren von Spaltprodukten von größeren Mengen Uran dadurch abgetrennt werden, daß man das Eisen-(III) mit einem Überschuß an Salzsäure oder das Uran-(VI) mit einem Überschuß an Nitrat-Ionen mit Äther extrahiert. Die Indikatormengen bleiben dabei in der wässerigen Phase zurück. Umgekehrt können Spuren von Gallium von großen Mengen Zink mit einem Überschuß an Salzsäure in Äther extrahiert werden.

Das andere gebräuchliche Verfahren der Solvent-Extraktion beruht auf einer chemischen Reaktion der organischen Phase mit dem Kation. Die organische Phase besteht dabei aus einem inerten Lösungsmittel und einem reaktionsfähigen Reagenz. Es bildet sich dann eine metallorganische Komplexverbindung, die in der organischen Phase besonders gut löslich ist. Auf diese Weise können fast alle Elemente mit Ausnahme der Alkalimetalle selektiv extrahiert werden. Sehr oft angewandt wird die Extraktion mit Theonyltrifluoraceton (TTA) und Benzol[3]). Den Vorgang beschreibt die Gleichung

$$M^{+n} + n\,(HT)_{org} = (MT_n)_{org} + nH^+.$$

---

[1]) Schubert, N., Ion Exchange Technology, New York 1956. — Samuelson, O., Ion Exchangers in Analyt. Chemistry, New York 1954.

[2]) Alders, L., Liquid-Liquid Extraction, Amsterdam 1955.

[3]) Calvin, M., AEC Report, AECD-2710 (1949). — Reid, I. C., Calvin, M., J. Am. Chem. Soc. **73** (1951), 4974.

HT bedeutet TTA, dessen Moleküle ein bewegliches Wasserstoffatom enthalten. Aus dem Massenwirkungsgesetz

$$K = \frac{(MT_n)_{org}}{(M^{+n})} \cdot \frac{(H^+)^n}{(HT)^n_{org}} \tag{4}$$

für diese Reaktion folgt, daß das Verteilungsverhältnis sehr stark (mit der n-ten Potenz) sowohl von der Säurekonzentration in der wässerigen Phase als auch von der Konzentration des TTA in der organischen Phase abhängig ist. Außerdem kommt zur Empfindlichkeit der Extraktion gegenüber den Konzentrationen der Lösungsmittel noch eine sehr große Abhängigkeit der Gleichgewichtskonstanten K vom Ionenradius und von der Ionenladung. Die Konstante K beträgt beispielsweise $9 \cdot 10^{-15}$ für Sr^{+2} und $1{,}5 \cdot 10^9$ für Zr^{+4}. Sie ist nicht abhängig von der Gesamtkonzentration der Ionen. Grundsätzlich ist daher bei der Extraktion von Indikatormengen kein Träger notwendig, weil das Verteilungsverhältnis immer unabhängig von der Gesamtkonzentration ist. In der Praxis ist es aber günstiger, eine geringe Trägermenge zuzusetzen, um Verluste durch Adsorption am Extraktionsgefäß zu vermeiden.

2.215 Die Verflüchtigung von Indikatormengen

Ein Gleichgewicht zwischen Dampf- und Flüssigkeitsphase, wie es bei makroskopischen Mengen bekannt ist, existiert bei Indikatormengen nicht, denn die Mengen sind zu gering, um eine flüssige Phase oder einen gesättigten Dampf zu bilden.

Auch die Sublimation von Indikatormengen entspricht nicht den makroskopischen Erscheinungen. Meistens wird eine Oberfläche infolge der geringen Zahl der Indikatoratome nicht lückenlos bedeckt. Deshalb tritt die Wechselwirkung zwischen den gleichartigen Indikatoratomen in den Hintergrund, und die chemischen und mikroskopischen Eigenschaften der Oberfläche bestimmen wesentlich das Verhalten der radioaktiven Atome. Ebenso sind geringste Spuren von Verunreinigungen in der angrenzenden Atmosphäre, die mit den Indikatoratomen reagieren können, von großem Einfluß.

Am meisten entspricht die Destillation von Indikatormengen aus Lösungen dem makroskopischen Verhalten. Ein Beispiel dafür ist die Gewinnung von Spaltruthen durch Destillation von RuO_4 aus der Lösung der Spaltprodukte.

2.216 Oxydation und Reduktion von Indikatormengen

Auch bei Indikatormengen ist die Nernstsche Gleichung für den Zusammenhang von E (Redox-Potential), E_0 (Normalpotential), R (Gaskonstante), T (absolute Temperatur), F (Faradaysche Konstante), n (Änderung der Oxydationszahl) und (Ox) bzw. (Red) (Produkt der Ionenaktivitäten auf der Oxydans- bzw. Reduktor-Seite)

$$E = E_0 - \frac{RT}{nF} \ln \frac{(Ox)}{(Red)} \tag{5}$$

gültig. Da aber bei Reaktionen im Indikatormaßstab die genaue Ionenkonfiguration sehr oft nicht bekannt ist, können meistens nur „formale“ Normalpotentiale für ein bestimmtes Medium angegeben werden. Diese formalen Normalpotentiale werden aus Vergleichsreaktionen des Indikators mit Oxydations- und Reduktionsmitteln erhalten, deren Normalpotentiale unter den gewählten Bedingungen bekannt sind.

Es besteht jedoch eine Schwierigkeit beim Umgang mit Indikatormengen bestimmter Oxydationszustände. Geringe Spuren von oxydierenden oder reduzierenden Substanzen wie Staub, Verunreinigungen der Chemikalien oder spurenweise gelöster Sauerstoff genügen oft schon, um den Oxydationszustand der Indikatoratome zu ändern.

Deshalb setzt man der Indikatorlösung in größeren Mengen reduzierende oder oxydierende Reagenzien zu, wenn man einen bestimmten Oxydationszustand der Indikatoratome über längere Zeit hin erhalten will.

2.217 Die elektrolytische Abscheidung von Indikatormengen

Bei der elektrolytischen Abscheidung makroskopischer Mengen gilt die Nernstsche Gleichung ebenso wie bei den Oxydations- und Reduktionsreaktionen. Es hat sich aber gezeigt, daß bei der Elektrolyse von Indikatormengen die abgeschiedenen Mengen auch vom Material der Elektroden, ihrer Vorbehandlung und von anderen Faktoren abhängen, solange die abgeschiedene Menge geringer als die zur Bildung einer monomolekularen Schicht auf der Elektrode notwendige Menge ist. Eingehende Untersuchungen darüber wurden bei der Abscheidung von Ag-(I)-Ionen angestellt[1].

2.22 Gewinnung der wichtigsten, in Reaktoren erzeugbaren Radionuklide[2]

Reaktoren eignen sich für die Isotopenerzeugung besser als andere Bestrahlungsanlagen, weil in ihnen durch die größere Ausdehnung und die hohe Neutronenflußdichte viele verschiedene Präparate gleichzeitig hergestellt werden können. Die in Reaktoren erzeugten Radioisotope entstehen entweder durch (n, γ)- oder (n, p)-Reaktionen an stabilen Nukliden oder als Spaltprodukte aus Uran. In vielen Fällen, besonders bei Präparaten hoher spezifischer Aktivität, müssen an die Neutronenbestrahlung chemische Aufarbeitungsprozesse angeschlossen werden.

2.221 Jod 131

J^{131}, $T_{1/2} = 8$ Tage, Beta- und Gamma-Strahler, ist wegen seiner medizinischen Anwendung eines der wichtigsten Radioisotope. Es wird in Arbeitsgängen von etwa 25 Curie serienmäßig aus den Spaltprodukten gewonnen.

Beim Auflösen von Uran in konzentrierter Salpetersäure geht ein Teil des Spaltjods mit den entweichenden Stickoxyden in die Vorlage, der Rest wird mit Wasserdampf abgetrieben. Die Ausbeute an Spaltjod auf diesem Wege beträgt 85 bis 90%. In der Vorlage wird das Jod durch Kühlung des Destillats sowie durch Waschen mit Wasser und 50%iger Natronlauge zurückgehalten. Zugegebenes Wasserstoffperoxyd oxydiert Spuren von Nitrit, anschließend wird das Jod von der Salpetersäure durch fraktionierte Destillation getrennt und in verdünnter Natronlauge aufgefangen. Nach Zugabe von Chromschwefelsäure werden die letzten Spuren von Salpetersäure abdestilliert und anschließend, nach Reduktion des Jodats mit Oxalsäure, wird das Jod erneut destilliert.

Kleinere Mengen von J^{131} können am Reaktor auch durch Bestrahlung von Tellur gewonnen werden. J^{131} entsteht dabei durch den Zerfall von Te^{131}, $T_{1/2} = 24{,}8$ Minuten. Das Te^{131} seinerseits wird durch (n, γ)-Reaktion aus Te^{130} gebildet.

2.222 Schwefel 35

S^{35}, $T_{1/2} = 87$ Tage, reiner Beta-Strahler geringer Energie, wird trägerfrei durch Bestrahlen von Kaliumchlorid gewonnen. Die Isotopenzusammensetzung des natürlichen

[1]) Rogers, L. B., Krause, D. P., Griess, J. C., Ehrlinger, D. B., J. Electrochem. Soc. **95** (1949), 33. — Griess, J. C., Rogers, L. B., J. Electrochem. Soc. **95**, (1949), 129. — Byrne, J. T., Rogers, J. C., Griess, J. C., J. Electrochem. Soc. **98** (1951), 447, 452.

[2]) Glückauf, E., Healy, T. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 635, P/415. — Bruce, F. R., Fletcher, I. M., Hyman, H. H., Katz, J. J., Process Chemistry, London 1956. — Rupp, A. F., Binford, F. T., J. Appl. Phys. **24** (1953), 1069.

Chlors ist: Cl^{35} 75,4%, Cl^{37} 24,6%. Die gewünschte Reaktion ist Cl^{35} (n, p) S^{35}; weitere Radioisotope bilden sich durch die Reaktionen Cl^{35} (n, γ) Cl^{36} ($T_{1/2} = 4{,}4 \times 10^5$ Jahre), Cl^{37} (n, γ) Cl^{38} ($T_{1/2} = 37{,}8$ Minuten), K^{41} (n, γ) K^{42} ($T_{1/2} = 12{,}5$ Stunden), K^{39} (n, γ) K^{40} und in geringerem Maße Cl^{35} (n, α) P^{32}.

Das bestrahlte Kaliumchlorid wird zum Zerfall des Cl^{38} und K^{42} 2 bis 3 Tage gelagert und dann in Wasser gelöst. Der gebildete S^{35} liegt auch ohne Verwendung von Oxydationsmitteln in der Lösung in Form von Sulfat-Ionen vor, weil die Schwefelatome nach der Kernreaktion in chemisch besonders reaktionsfähiger Form sind, die zur Sulfatbildung führt. Durch einen Kationenaustauscher wird die Lösung vom Kalium befreit. Der Durchlauf enthält Salzsäure und trägerfreie $H_2S^{35}O_4$. Unter Grobvakuum wird die Lösung eingedampft, zurück bleibt die trägerfreie Schwefelsäure. Die geringen Spuren P^{32} stören in den meisten Fällen nicht, andernfalls die KCl-Lösung vor dem Aufarbeitungsprozeß über Aluminiumspäne geleitet wird, die selektiv die Phosphatspuren adsorbieren.

2.223 Phosphor 32

P^{32}, $T_{1/2} = 14{,}3$ Tage, reiner Beta-Strahler, wird bei medizinischen und agrikulturchemischen Untersuchungen häufig verwendet. Man erzeugt P^{32} durch Bestrahlen von elementarem Schwefel mit Reaktorneutronen. Die gewünschte Reaktion ist eine (n, p)-Reaktion am Schwefelisotop S^{32}, das zu 95% im natürlichen Schwefel enthalten ist.

Bei der technischen Produktion von P^{32} werden Kilogrammengen geschmolzenen elementaren Schwefels in Aluminiumbehältern bestrahlt. Zur Aufarbeitung erhitzt man den Schwefel mit 0,1 n Salpetersäure 8 bis 10 Stunden bei 135 °C im Autoklaven. Dabei gehen mehr als 90% des gebildeten P^{32} als Orthophosphorsäure in die wässerige Phase. Zur Zerstörung organischer Bestandteile wird die wässerige Phase mit Königswasser abgeraucht. Eisen, Chrom, Nickel und andere eingeschleppte Verunreinigungen entfernt man durch Kationenaustauscher. Anschließend wird zur Reinigung von fremden Anionen Lanthanphosphat gefällt. Der Niederschlag wird gewaschen, in Salpetersäure gelöst und das Lanthan durch Kationenaustauscher entfernt. Die weitere Reinigung erfolgt nach erneutem Abrauchen und Aufnehmen in 0,1 *n* Salzsäure mit Kationenaustauschern und Aktivkohle.

2.224 Kohlenstoff 14

C^{14}, $T_{1/2} = 5568$ Jahre, reiner Beta-Strahler geringer Energie, wird hauptsächlich in der Biochemie und organischen Chemie angewendet. Die Herstellung erfolgt heute vorwiegend durch Bestrahlen von Berylliumnitrid, früher war auch Kalziumnitrat und Ammoniumnitrat gebräuchlich. Die gewünschte Reaktion, N^{14} (n, p) C^{14}, geht vom natürlichen Stickstoffgemisch mit 99,63% N^{14} aus.

Zur Abtrennung von C^{14} wird das Be_3N_2 in 65%iger Schwefelsäure und Wasserstoffperoxyd gelöst. Durch die Bestrahlung bildet sich ein Karbid. Die Hydrolysenprodukte dieses Karbids sind Methan, Kohlendioxyd, Kohlenmonoxyd, geringe Mengen Blausäure und andere organische Produkte. Sie werden mit Stickstoff aus der Lösung geblasen und bei 750 °C an CuO oxydiert. Das gebildete $C^{14}O_2$ wird nach dem Trocknen in Natriumhydroxydlösung aufgefangen und mit Bariumhydroxyd als $BaC^{14}O_3$ ausgefällt. In besonderen Fällen kann man die primär gebildeten, organischen Verbindungen getrennt isolieren und dadurch Präparate hoher spezifischer Aktivität erhalten.

2.225 Herstellung weiterer Radionuklide

Außer den besprochenen, wichtigsten Radioisotopen J^{131}, S^{35}, P^{32}, C^{14} wird noch eine sehr große Anzahl weiterer Radioisotope durch Reaktorbestrahlung hergestellt[1]). Radioisotope, die als langlebige Spaltprodukte aus den Abfallösungen der Uranaufbereitung trägerfrei gewonnen werden, sind Ru^{106}, Sr^{90}, Cs^{137}, Tc^{99}, Ce^{144}, Pm^{147}, Eu^{155} u. a. Diese Isotope sind in den wässerigen Lösungen enthalten, die bei der Aufarbeitung der Brennelemente auf Uran und Plutonium zurückbleiben (s. Abschn. 2.14). Ruthen wird aus diesen Lösungen durch Eisen-(III)-Hydroxyd bei einem $p_H = 2$ selektiv ausgefällt, anschließend mit halbkonzentrierter Schwefelsäure und Kaliumpermanganat zu Ruthen-Tetroxyd oxydiert und vom Eisen abdestilliert. Technetium trennt man von den anderen Spaltprodukten durch Fällung als Tetraphenylarsonium-Pertechnetat. Die Gesamtheit der Seltenen Erden wird mit Ammoniak gefällt, nachdem das Ruthen abgetrennt worden ist; die Trennung der Seltenen Erden erfolgt durch Ionenaustauscher. Cer kann auch als konzentrierte Salpetersäure mit Tributylphosphat extrahiert oder als Cer-Phosphat gefällt werden. Strontium fällt man als Karbonat nach der Abtrennung der Erden und reinigt es durch Fällung von Eisen-(III)-Hydroxyd. Cäsium gewinnt man nach der Abtrennung von Ruthen, den Erden und Erdalkali als Cäsium-Ammonium-Alaun.

Andere trägerfreie Radioisotope werden meistens durch (n, p)-Reaktionen an stabilen Isotopen erzeugt. Kobalt 58 erhält man trägerfrei durch Bestrahlen von Nickel. Das bestrahlte, metallische Nickel wird in Salzsäure aufgelöst und mit einem Ionenaustauscher vom gebildeten Kobalt abgetrennt. Kalzium 45 gewinnt man in trägerfreier Form, wenn man bestrahltes Scandium mit 0,5 mol Theonyltrifluoraceton in Benzol bei $p_H = 4$ extrahiert. Ca^{45} bleibt in der wässerigen Phase zurück. Trägerfreies Antimon 125 erhält man aus bestrahltem Zinn, indem man die Zinnlösung über eine Säule mit gekörntem Zinn fließen läßt. Gleich in der obersten Schicht scheidet sich Sb^{125} ab und trennt sich dadurch von der Lösung des aktiven Zinns. Die Trennung des Sb^{125} von inaktivem Zinn erfolgt anschließend durch H_2S-Fällung und $SbCl_5$-Destillation.

2.226 Gewinnung hoher spezifischer Aktivitäten durch Szilard-Chalmers-Prozesse

Die in einem Präparat durch (n, γ)-Reaktion erreichbare spezifische Aktivität wird bestimmt durch die Neutronenflußdichte, den Neutroneneinfangquerschnitt und durch die relative Häufigkeit der Ausgangsisotope. Die Beschränkung in der erreichbaren spezifischen Aktivität durch die natürliche relative Häufigkeit kann man umgehen, wenn man angereicherte Ausgangsisotope verwendet. So kann Eisen 59 durch Bestrahlen von 50 % angereichertem Eisen 58 (natürliche Häufigkeit 0,31 %) mit spezifischen Aktivitäten von 10 c/g hergestellt werden.

Einen anderen, wesentlich billigeren Weg zur Erhöhung der spezifischen Aktivitäten bieten manchmal die Szilard-Chalmers-Reaktionen. Dabei werden die stabilen Isotope in einem bestimmten chemischen Bindungszustand bestrahlt. Die einzelnen Atomkerne, die durch (n, γ)-Reaktion verändert wurden, haben dabei meist auch ihren chemischen Bindungszustand geändert[2]).

Wenn ein Neutron von einem Atomkern absorbiert wird, gibt der primär gebildete Zwischenkern seine Anregungsenergie in etwa 2 bis 6 Gamma-Quanten ab und erhält dadurch Rückstöße, deren Energie (einige 100 bis 1000 *e*V) groß gegen die Bindungs-

---

[1]) AERE, Radioactive Materials and Stable Isotopes, Isotope Division Harwell, Berks.— AEC, Radioisotopes, Special Materials and Services, ORNL, Oak Ridge, Tenn. — Radioéléments Artificielles, Commissariat à l'Energie Atomique, B.P.N⁰ 6, Fontenay-aux-Roses (Seine).

[2]) Willard, J. E., Ann. Rev. Nucl. Sci. **3** (1953), 193.

energien der chemischen Bindungen (Größenordnung von 5 eV) ist, sodaß die chemischen Bindungen zerreißen können. Ein so entstandenes Rückstoßatom besitzt also meistens eine hohe kinetische Energie. Wenn es durch mehrfache Stöße „abgekühlt" ist, geht es wieder in einen stabilen Bindungszustand über, der von der Umgebung des Atoms abhängt. Ist der endgültige chemische Bindungszustand des Rückstoßatoms verschieden vom Ausgangszustand und tauschen sich die Atome in den verschiedenen Bindungszuständen untereinander nicht aus, dann kann das aktivierte Atom auf chemischem Wege vom Ausgangsprodukt abgetrennt werden.

Beispiele dieser Art sind die Gewinnung von Mangan 56 oder Jod 128. Im ersten Fall bestrahlt man $KMnO_4$. Das entstandene Mn^{56} verläßt durch seine Rückstoßenergie den MnO_4-Verband und findet sich nach der „Abkühlung" meistens als schwer lösliches MnO_2 wieder. Bestrahlt man $KMnO_4$ in Lösung, so ist die Rekombinationswahrscheinlichkeit des Mn^{56} zu $Mn^{56}O_4^-$ noch weitaus geringer als im Kristall.

Zur Gewinnung von Mn^{56} mit hoher spezifischer Aktivität versetzt man die Lösung nach der Bestrahlung mit einer geringen Menge von frischgefälltem MnO_2 als Träger. Eine einfache Filtration genügt dann, um die Hauptmenge der Mn^{56}-Aktivität in der geringen Niederschlagsmenge auf dem Filter zu sammeln. Oft ist nicht einmal ein MnO_2-Träger nötig, sondern es genügt der Braunstein, der häufig in $KMnO_4$-Lösungen enthalten ist.

Im Falle des Jod 128 bestrahlt man Aethyljodid und schüttelt anschließend die organische Flüssigkeit mit schwach alkalischem Wasser aus. Ein großer Teil der Jodaktivität geht dabei in die wässerige Phase. Die Basizität der wässerigen Phase soll Rückstoßatome, die nicht als Jodid, sondern in elementarer Form vorliegen, durch Disproportionierung besser wasserlöslich machen. Die Ausbeute der Extraktion kann noch verbessert werden, wenn man vor der Bestrahlung Spuren elementaren Jods im Aethyljodid löst. Die inaktiven Jodatome verringern die Wahrscheinlichkeit, daß aktive Rückstoßatome mit dem organischen Molekülrest rekombinieren.

Die meisten Szilard-Chalmers-Reaktionen sind aber nur bei mittleren Neutronenströmen anwendbar. Die hohen Neutronenflußdichten, wie sie in Reaktorkernen auftreten, wirken bei längeren Bestrahlungszeiten auf alle organischen und anorganischen Verbindungen mehr oder weniger zerstörend[1]). Eine chemische Abtrennung der aktivierten Atome von den nichtaktivierten wird dann unmöglich.

2.227 Chemische Trennung von Kernisomeren

Chemische Reaktionen des Ausgangsatoms werden nicht nur von den energiereichen Gamma-Quanten der (n, γ)-Reaktionen ausgelöst, sondern auch von den relativ energiearmen Gamma-Quanten der Übergänge zwischen Kernisomeren. Die chemische Reaktion des Ausgangsatoms beruht dann allerdings nicht auf dem Rückstoß des Gamma-Quants, sondern auf der positiven Ladung, die das Ausgangsatom bei der Konversion des Gamma-Quants erhält.

Beispielsweise beträgt die Rückstoßenergie des 49 keV-Gamma-Quants beim Übergang von Br^{80m} auf Br^{80} nur 0,019 eV. Bei K-Konversion des 49 keV-Gamma-Quants beträgt die vom Konversionselektron auf das Br^{80}-Atom übertragene Rückstoßenergie 0,23 eV und reicht ebenfalls nicht für eine Trennung der chemischen Bindung aus. Die Abgabe eines Konversionselektrons und mehrerer Auger-Elektronen hat aber in der Atomhülle eine weitgehende Elektronenumordnung zur Folge, die zur Auflösung der chemischen Bindung führen kann und ein höher geladenes Ion zurückläßt, das neue Verbindungen bilden kann. Tauschen die neu entstandenen Verbindungen

[1]) Herr, W., Z. Naturf. **7b** (1952), 201 und Z. Elektrochem. **56** (1952), 911. — Payne, B. R., Scargill, P., Cook, G. B., Intern. Conf. Radioisotopes in Scientific Research 1957, UNESCO NS/RIC-15.

mit der Ausgangsverbindung nicht aus, dann lassen sich die isomeren Kernzustände auf chemischem Wege trennen.

Bestrahlt man beispielsweise Brombenzol längere Zeit mit langsamen Neutronen, so entstehen die Isotope Br^{82}, Br^{80m}, Br^{80}. Schüttelt man die organische Flüssigkeit anschließend mit schwach alkalischem Wasser aus, so beobachtet man in der wässerigen Phase einen Aktivitätsanstieg, der in eine Halbwertszeit von 4,6 h (Br^{80m}) übergeht. Wiederholt man die Extraktion noch einige Male mit frischer wässeriger Phase, um das gesamte durch Szilard-Chalmers-Prozeß entstandene anorganische Brom zu extrahieren, und extrahiert nach etwa einer halben Stunde die organische Phase auf dieselbe Weise, so beobachtet man diesmal in der wässerigen Phase eine reine Aktivität mit 18 min Halbwertszeit. Bei der letzten Extraktion wurden nur solche Br^{80}-Atome extrahiert, die inzwischen durch den Zerfall des Isomeren Br^{80m} in den Grundzustand und dabei in einen wasserlöslichen, anorganischen Bindungszustand übergegangen waren.

Auf etwas anderem Wege lassen sich die Isomeren von Tellur trennen. Beim Neutroneneinfang durch Tellur entstehen u. a. die Isotope Te^{127m} und Te^{127}. Ist das Präparat genügend alt, dann liegt nur noch dieses Isomerenpaar vor. Man oxydiert die Tellur-Lösung mit $KMnO_4$ zu Tellurat und fügt anschließend einige mg Natrium-Tellurit als Träger hinzu. Beim Zerfall des Te^{127m} wird das Tellurat-Ion zu Tellurit reduziert. Da beide Verbindungen nicht untereinander austauschen, kann der Grundzustand von Te^{127} chemisch vom Te^{127m} abgetrennt werden. Man leitet dazu Schwefelwasserstoff in die Lösung ein. Das Te^{127} im Tellurit wird dabei als Tellur ausgefällt, während das Te^{127m} im Tellurat in Lösung bleibt.

2.23 Spaltprodukte

Die Spaltprodukte sind in Abschn. 1.27 vom physikalischen Standpunkt behandelt worden (vgl. auch Tab. **A** 4 bis 6). Eine Zusammenstellung weiterer Literaturhinweise und Einzelheiten über langsame, schnelle, sowie Photospaltung und Spontanspaltung, Dreifachspaltung, Winkelverteilung der Spaltprodukte, Massenzahlausbeute und Ladungsverteilung findet man bei J. R. Huizenga, W. M. Manning, G. T. Seaborg[1]), L. E. Glendenin und E. P. Steinberg[2]).

2.231 Die chemischen Eigenschaften der Spaltprodukte

Die Spaltprodukte sind Isotope der Elemente 30 (Zn) bis 65 (Tb) und umfassen alle Gruppen des periodischen Systems. In der Chemie der Spaltprodukte betrachtet man am besten die Elemente der gleichen Gruppe des periodischen Systems. Im folgenden wird nur eine grobe Übersicht über die chemischen Eigenschaften der Spaltprodukte gegeben. Mehr Einzelheiten über diese Elemente sind in den entsprechenden Handbüchern zu finden[3]).

Die Edelgase werden durch Krypton und Xenon vertreten. Es sind nicht reaktionsfähige Gase mit sehr kleiner Löslichkeit in Flüssigkeiten. Aus Gasgemischen können sie abgetrennt werden durch Adsorption an Aktivkohle bei tiefen Temperaturen. Außer Kr^{85}, $T_{1/2} = 9{,}4$ Jahre, und Xe^{133}, $T_{1/2} = 5{,}27$ Tage, sind die Spaltgase kurzlebig und vor dem Aufarbeiten der Brennstoffelemente bereits zerfallen. In Reaktoren mit Brennstofflösungen werden die Spaltgase laufend aus der Lösung entfernt. Bedeutung in der Reaktortechnik besitzt das Isotop Xe^{135}, $T_{1/2} = 9{,}2$ Stunden, durch den großen Neutronenabsorptionsquerschnitt von $3{,}5 \times 10^6$ barn.

---

[1]) Seaborg, G. T., Katz, J. J., The Actinide Elements, NNES IV-14 A (1954), S. 839.
[2]) Glendenin, L. E., Steinberg, E. P., Annu. Rev. Nucl. Sci. **4** (1954), 69.
[3]) Fresenius-Jander, Handbuch der analyt. Chem. Berlin-Göttingen-Heidelberg. — Scott, W. W., Farman, N. H., Standard Methods in Chemical Analyses, New York 1939. — Noyes, A. A., Bray, W. C., Qualitative Analyses for the Rare Elements, London 1952.

Erste Hauptgruppe: Rubidium und Cäsium treten immer als + 1-wertige Ionen auf; die Salze sind fast alle in Wasser löslich und unlöslich in organischen Flüssigkeiten.

Die langlebigen Isotope Rb^{86}, $T_{1/2} = 19$ Tage und Cs^{136}, $T_{1/2} = 13$ Tage, sind in der Reaktortechnik bedeutungslos, denn sie treten als abgeschirmte Kerne nur mit sehr geringer Spaltausbeute auf; dagegen entfällt in alten Spaltprodukten auf Cs^{137}, $T_{1/2} = 33$ Jahre, der größte Anteil an der Gesamtaktivität.

Zweite Hauptgruppe: Strontium und Barium liegen immer als + 2-wertige Ionen vor. Die Hydroxyde sind starke Basen; die Sulfate, Phosphate, Karbonate, Oxalate und Fluoride sind in Wasser schwer löslich, aber in starken Säuren löslich mit Ausnahme der Sulfate. $BaCl_2$ ist in konzentrierter Salzsäure, $Sr(NO_3)_2$ in konzentrierter Salpetersäure schwer löslich. Im allgemeinen sind die Strontiumsalze leichter löslich als die entsprechenden Bariumsalze.

Die langlebigen Isotope von Strontium und Barium sind Sr^{89}, $T_{1/2} = 54$ Tage, Sr^{90}, $T_{1/2} = 28$ Jahre, und Ba^{140}, $T_{1/2} = 12{,}8$ Tage; sie bilden sich bei der Uranspaltung mit großer Ausbeute. Die Strontium-Isotope einschließlich des Folgeprodukts Y^{90}, $T_{1/2} = 61$ Stunden, sind reine Beta-Strahler. Ba^{140} und sein Zerfallsprodukt La^{140}, $T_{1/2} = 40$ Stunden, sind starke Gamma-Strahler.

Dritte Nebengruppe: Die Erden Yttrium und Lanthan und die Seltenen Erden von Cer bis Terbium treten als Spaltprodukte auf und bilden schwer lösliche Fluoride, Phosphate, Karbonate, Oxalate, Hydroxyde und lösliche Sulfate, Nitrate und Chloride. Durch sehr ähnliche Ionenradien und gleiche Ionenladung sind sich Lanthan und die Seltenen Erden in ihrem chemischen Verhalten sehr ähnlich. Am besten werden sie voneinander durch Ionenaustauscher getrennt. Die Salze des Yttriums und der Seltenen Erden unterscheiden sich etwas in ihrer Löslichkeit. Yttrium-Oxalat und -Karbonat sind im Überschuß der Anionen durch Komplexbildung löslich. Längere Halbwertszeiten und hohe Ausbeuten haben Y^{91}, $T_{1/2} = 91$ Tage, Ce^{141}, $T_{1/2} = 282$ Tage, Nd^{147}, $T_{1/2} = 11{,}6$ Tage, Pr^{143}, $T_{1/2} = 13{,}5$ Tage, Y^{90} und La^{140} werden durch langlebige Mutteratome nachgebildet und befinden sich hauptsächlich in der Fraktion der Erdalkalien. Pm^{147}, $T_{1/2} = 2{,}6$ Jahre, kommt nicht in der Natur vor. Man erhielt dieses Element das erste Mal aus Uranspaltprodukten.

Einige langlebige und stabile Isotope der Seltenen Erden sind wegen ihres hohen Neutroneneinfangquerschnitts starke Reaktorgifte, obwohl ihre Spaltausbeute nur gering ist: Sm^{149} : $5{,}3 \times 10^4$ barn, Sm^{151}, $T_{1/2} = 73$ Jahre : 7000 barn, Eu^{155}, $T_{1/2} = 1{,}7$ Jahre : $1{,}3 \times 10^4$ barn, Gd^{155} : 7×10^4 barn, Gd^{157} : $1{,}6 \times 10^5$ barn.

Vierte Nebengruppe: Zirkon hat sowohl sauren wie basischen Charakter. Das Hydrooxyd ist schwer löslich, heiß gefällt ist es sogar in Säuren unlöslich. Spuren von Zirkon bilden leicht Radiokolloide. Karbonat-Ionen fällen ein basisches Karbonat, das im Überschuß als nicht hitzebeständiger Komplex löslich ist. Phosphat fällt Zirkon auch aus stark saurer Lösung. Schwefelsäure fällt Zirkonylsulfat, das sowohl in Säuren als auch im Überschuß von Sulfat-Ionen löslich ist. Die Chloride und Nitrate bleiben nur in starken Säuren in gelöstem Zustand. Die Fluoride und Oxalate bilden stabile, lösliche Komplexe.

Bei den langlebigen Zirkonisotopen kommt nur Zr^{95}, $T_{1/2} = 65$ Tage, in Betracht. Bei der Aufarbeitung von verbrauchten Brennelementen lenkt Zirkon wegen bevorzugter Radiokolloidbildung besondere Aufmerksamkeit auf sich.

Fünfte Nebengruppe: Niob hydrolysiert wie Zirkon sehr leicht und bildet ebenfalls Radiokolloide. Fluoride, Oxalate, und Peroxyde können durch Komplexbildung Niob in Lösung halten. Nb^{95}, $T_{1/2} = 35$ Tage, ist, wie die Muttersubstanz Zr^{95}, ein sehr langsam zerfallender Gamma-Strahler mit ungünstigen chemischen Eigenschaften bei der Aufarbeitung der verbrauchten Uranstäbe.

Sechste Nebengruppe: Molybdän liegt meistens als Molybdat-Anion vor und bildet mit vielen Schwermetallen und organischen Reagenzien schwer lösliche Niederschläge. Die Spaltausbeute der Molybdän-Isotope ist hoch, die längste Halbwertszeit beträgt aber nur 67 Stunden (Mo^{99}).

Siebente Nebengruppe: Technetium kommt in der Natur in der Regel nicht vor. Durch die Isolierung von Tc^{99} aus den Spaltprodukten hat man das erste Mal dieses Element in wägbaren Mengen gewonnen. Technetium existiert in mehreren Wertigkeitsstufen und kann leicht in die Oxydationsstufe + 7 gebracht werden, wo es als Pertechnetat mit dem Tetraphenylarsoniumkation eine schwer lösliche Verbindung eingeht. Alle Spaltisotope des Technetiums sind bis auf das Tc^{99}, $T_{1/2} = 2 \times 10^5$ Jahre, sehr kurzlebig und haben keine Bedeutung für die Gesamtaktivität der Spaltprodukte.

Die Platinelemente: Ruthen, Rhodium, Palladium sind Edelmetalle, die in Lösung meistens als Komplexverbindungen vorliegen. Es existieren mehrere Oxydationsstufen, innerhalb derer es Komplexe verschiedenen Verhaltens gibt. Dadurch wird die Chemie mit Spuren dieser Elemente sehr erschwert. Ruthen besitzt den Oxydationszustand + 8, in dem es als RuO_4 flüchtig ist. Längere Halbwertszeiten haben von diesen Elementen nur Ru^{103}, $T_{1/2} = 39{,}8$ Tage, und Ru^{106}, $T_{1/2} = 1$ Jahr. Obwohl das letzte Isotop nur ein sehr schwacher Beta-Strahler ist, wird es stets von seinem Tochter-Isobar Rh^{106}, $T_{1/2} = 30$ Sekunden begleitet, das starke Beta- und Gamma-Strahlen emittiert. Die Palladiumisotope haben für die Reaktortechnik unbedeutende Spaltausbeuten und Halbwertszeiten.

Erste Nebengruppe: Silber bildet viele unlösliche Salze. Nur in Komplexen und als Nitrat ist es in Wasser leicht löslich. Wegen geringer Spaltausbeute haben die Silberisotope in der Reaktortechnik wenig Bedeutung.

Zweite Nebengruppe: Zink und Cadmium bilden Salze und komplexe Ionen, die im allgemeinen löslich sind. Wegen zu geringer Ausbeute bei der Spaltung haben diese Isotope keine Bedeutung als Spaltprodukte.

Dritte Hauptgruppe: Gallium und Indium haben Salze, die im allgemeinen löslich sind, und schwach basische Hydroxyde. Galliumhydroxyd ist amphoter, die Halogene sind flüchtig. Bei der Spaltung werden nur kurzlebige Isotope mit geringer Spaltausbeute beobachtet.

Vierte Hauptgruppe: Germanium und Zinn kommen im Oxydationszustand + 2 und + 4 vor. Die Salze hydrolysieren leicht, sind aber in Säuren und Laugen löslich. Die längerlebigen Spaltisotope sind Sn^{123}, $T_{1/2} = 130$ Tage, und Sn^{125}, $T_{1/2} = 10$ Tage. Sie haben wegen geringer Spaltausbeute keine Bedeutung.

Fünfte Hauptgruppe: Arsen und Antimon treten in den Oxydationszuständen + 3 und + 5 auf, sind amphoter und haben flüchtige Halogenide. Längerlebige Spaltprodukte sind Sb^{125}, $T_{1/2} = 2{,}7$ Jahre, und Sb^{126}, $T_{1/2} = 28$ Tage; die Spaltausbeuten sind jedoch sehr klein.

Sechste Hauptgruppe: Selen und Tellur besitzen die Oxydationszustände + 4 und + 6 und liegen als Sauerstoffverbindungen vor, ähnlich dem Schwefel in den Schwefelsäuren. Die Halogenide sind flüchtige Flüssigkeiten. Durch ihre Ausbeuten und Halbwertszeiten sind die Selen-Spaltisotope unbedeutend. Längerlebige Spaltprodukte von Tellur sind Te^{125m}, $T_{1/2} = 58$ Tage, Te^{127m}, $T_{1/2} = 90$ Tage, und Te^{129m}, $T_{1/2} = 41$ Tage. Davon besitzt nur das letzte eine mittlere Spaltausbeute.

Siebente Hauptgruppe: Die Halogene Brom und Jod sind in elementarer Form flüchtig und bilden in verschiedenen Oxydationszuständen Anionen. Die Bromide und Jodide des Silbers sind schwer löslich. Die Brom-Spaltisotope sind kurzlebig und haben

nur bei homogenen Reaktoren Bedeutung, wo sie mit den Spaltgasen entweichen. Bei Jod ist J^{131}, $T_{1/2} = 8$ Tage, von besonderer Bedeutung, Es ist bei nur kurzzeitig gekühlten Brennelementen eine Gefahr, wenn es unkontrolliert in die Abgase der Spaltprodukte kommt. Das J^{135}, $T_{1/2} = 6{,}7$ Stunden, ist als Mutter des stärksten Reaktorgiftes Xe^{135} von reaktortechnischem Interesse.

Nach mehrmonatiger Abkühlzeit hat sich die Zahl der ursprünglichen Spaltelemente auf einige wenige verringert, und wesentliche Schwierigkeiten bei der chemischen Aufarbeitung der Brennelemente stellen nur Zirkon, Niob und Ruthen dar (s. Abschn. 2.14)

2.232 Die Aktivität der Spaltprodukte in den Brennelementen

Ist die Zahl der spaltbaren Ausgangsatome N und ihr Spaltquerschnitt[1]) σ_{sp}, so entstehen bei einer Neutronenflußdichte Φ und einer Spaltausbeute γ_i eine Anzahl N_i Atome des i-ten Spaltproduktes. Besitzen die gebildeten Atome N_i weiterhin eine Zerfallskonstante λ_i und einen Neutroneneinfangquerschnitt[1]) σ_i, dann gilt für die zeitliche Änderung der Zahl N_i die Gleichung

$$\frac{dN_i}{dT} = N\,\sigma_{sp} \cdot \Phi \cdot \gamma_i - \lambda_i N_i - \sigma_i \cdot \Phi \cdot N_i,$$

die unter der Voraussetzung, daß $N_i(0) = 0$ und $N\,\Phi\,\sigma_{sp}$ konstant sind, die Lösung

$$N_i(T_0) = \frac{\gamma_i N\,\sigma_{sp} \cdot \Phi}{\lambda_i + \sigma_i \Phi}\left(1 - e^{-(\lambda_i + \sigma_i \Phi) T_0}\right)$$

besitzt, wobei T_0 die Bestrahlungsdauer bezeichnet. Für die Zeit t nach Bestrahlungsende gilt nach dem radioaktiven Zerfallsgesetz

$$N_i(T_0, t) = N_i(T_0) \cdot e^{-\lambda_i t}. \tag{6}$$

Wird N_i gleichzeitig noch durch den Zerfall der Atome N_{i-1} mit der Zerfallskonstanten λ_{i-1} gebildet, die ihrerseits ebenfalls durch Spaltung mit der Ausbeute γ_{i-1} entstehen und den Neutroneneinfangquerschnitt σ_{i-1} besitzen, so gilt die Gleichung

$$\frac{dN_i}{dT} = N\,\sigma_{sp}\,\Phi \cdot \gamma_i + \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i - \sigma_i N_i \Phi$$

mit der Lösung

$$N_i(T_0) = \frac{\lambda_{i-1}\gamma_{i-1} \cdot N\,\sigma_{sp}\Phi}{\lambda_{i-1} + \sigma_{i-1} \cdot \Phi}\left[\frac{1 - e^{-(\lambda_i + \sigma_i \Phi) T_0}}{\lambda_i + \sigma_i \Phi} + \right.$$
$$\left. + \frac{e^{-(\lambda_i + \sigma_i \Phi) T_0} - e^{-(\lambda_{i-1} + \sigma_{i-1} \Phi) T_0}}{\lambda_i - \lambda_{i-1} + (\sigma_i - \sigma_{i-1})\Phi}\right] + \frac{\gamma_i N\,\sigma_{sp}\Phi}{\lambda_i + \sigma_i \Phi}\left(1 - e^{-(\lambda_i + \sigma_i \Phi) T_0}\right). \tag{7}$$

Dabei wurde wieder vorausgesetzt, daß $N_i(0) = N_{i-1}(0) = 0$ ist und daß $N\,\Phi\,\sigma_{sp}$ während der Bestrahlungsdauer T_0 konstant war. Für die Zeit t nach Bestrahlungsende gilt Gl. (6) entsprechend, während für die Aktivität A_i des Spaltproduktes i die Beziehung

$$A_i(T_0, t) = \lambda_i \cdot N_i(T_0) e^{-\lambda_i t}$$

gilt. Die Spaltung von 1 g U^{235} ergibt ca. 1 g Spaltprodukte und eine Gesamtenergieentwicklung von 1 MW · Tag, bei einer Energie von 200 MeV je Spaltung. Im Brookhaven-Reaktor, der mit 50 t natürlichem Uran und einer Leistung von 28000 kW arbeitet, bilden sich in einem Jahr ununterbrochener Tätigkeit 10,22 kg Spaltprodukte, das sind 0,023 Gewichtsprozente vom gesamten Brennmaterial. Diese 0,023 Gewichtsprozent, bestehend aus verschiedenen chemischen Elementen, müssen bei der Aufarbei-

[1]) Mittelwert über das Neutronenspektrum.

tung chemisch abgetrennt werden. In Fig. **211.1** sind die prozentualen Anteile der einzelnen langlebigen Aktivitäten als Funktion der Abkühlzeit unter Annahme einer unendlich langen Reaktorbetriebszeit angegeben[1])

Über die Mengen der Spaltprodukte bei verschiedenen Bestrahlungs- und Abkühlzeiten ist eine große Zahl von Berechnungen durchgeführt worden[2]). In guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen sind die Näherungsformeln von K. Way und E. P. Wigner[3]). Diese Autoren betrachten die Summe der Spaltprodukte als eine statistische Menge und erhalten als zeitabhängigen Ausdruck für die Beta-Emission

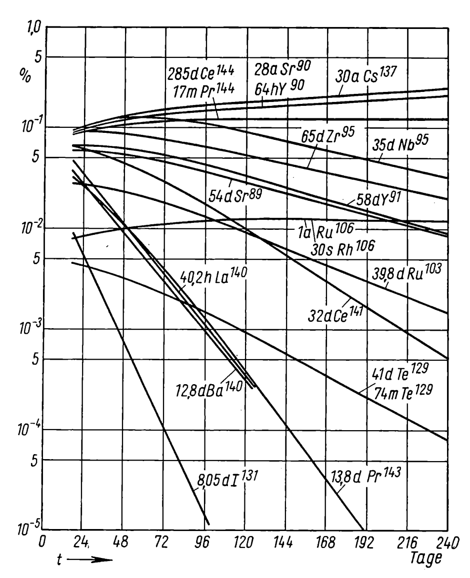
$$A_\beta(t) = 3{,}8 \cdot 10^{-6} \cdot t^{-1,2} \text{ Beta-Teilchen} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Spaltung}^{-1}$$

und für die Gamma-Emission

$$A_\gamma(t) = 1{,}9 \cdot 10^{-6} \cdot t^{-1,2} \cdot \text{Gamma-Quanten} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Spaltung}^{-1}.$$

Dabei ist t die Zeit nach der Spaltung in Tagen. Die mittlere Beta-Energie der Spaltprodukte beträgt 0,4 MeV und die mittlere Gamma-Energie 0,7 MeV.[4]) Die gesamte emittierte Leistung der Beta- und Gamma-Strahlung ist demnach

$$\mathcal{N} = 2{,}85 \cdot 10^{-6} \cdot t^{-1,2} \text{ MeV} \times \text{s}^{-1} \cdot \text{Spaltung}^{-1}.$$



211.1 Prozentualer Anteil der langlebigen Spaltprodukte an der Gesamtaktivität nach unendlicher Bestrahlungsdauer ($T_0 = \infty$) als Funktion der Zeit t nach dem Abschalten des Reaktors. — Nach AEC Report TID-5260 (1955)

Die Beziehung $A \sim t^{-1,2}$ wird häufig zur Erkennung von Spaltprodukten in radioaktiver Asche[5]) benützt.

Wird ein Reaktor mit der Leistung $\mathcal{N}_{\text{Reakt}}$ während der Betriebsdauer T_0 betrieben, so entstehen Spaltprodukte, die auch nach dem Abschalten des Reaktors noch Energie in Form von Beta- und Gamma-Strahlung liefern. Die gesamte Strahlungsleistung $\mathrm{d}\mathcal{N}_{\text{Prod}}$ derjenigen beta- und gamma-strahlenden Spaltprodukte, die im Zeitintervall T bis $T + \mathrm{d}T$ entstanden sind, ist zur Zeit t nach dem Abschalten

$$\mathrm{d}\mathcal{N}_{\text{Prod}} = 1{,}2 \cdot 10^{-3}\, \mathcal{N}_{\text{Reakt}} \cdot (t + T_0 - T)^{-1,2} \cdot \mathrm{d}T \quad (t,\ T_0,\ T,\ \mathrm{d}T \text{ in Tagen}). \quad (8)$$

Damit erhält man durch Integration für die gesamte Strahlungsleistung aller während der Betriebsdauer T_0 entstandenen Spaltprodukte zur Zeit t nach dem Abschalten

$$\mathcal{N}_{\text{Prod}} = 6 \cdot 10^{-3}\, \mathcal{N}_{\text{Reakt}} \cdot (t^{-0,2} - (t + T_0)^{-0,2}) \quad (t,\ T_0 \text{ in Tagen}). \quad (9)$$

---

1) Peterson, S., Stoughton, R. W., Kieffer, W. F., Reynolds, S. A., AEC Report TID-5260, (1955), S. 71.

2) Hunter, H. F., Ballou, N. E., Nucleonics **9** (1951), 5, C 2. — Faller, J. L., Chapman, T. S., West, J. M., AEC Report ANL-4807 (1952). — Keneshea, F. J., Saul, A. M., AEC Report NAA-SR-187 (1952). — Moteff, J., AEC Report APEX-134 (1953).

3) Way, K., Wigner, E. P., Phys. Rev. **73** (1948), 1318.

4) AEC, The Effect of Atomic Weapons, S. 252, New York 1950.

5) Haxel, O., Z. Naturf. **40** (1953), 458. — Chatterjee, S., Atomic Sci. J. **4** (1955), 273.

Gl. (8) und Gl. (9) geben den Aktivitätsverlauf relativ gut wieder, obwohl in den obigen Überlegungen, vor allem in dem $t^{-1,2}$-Gesetz, grobe Annäherungen enthalten sind.

Eine speziell für Natururan gültige genauere Formel ist in Abschn. 3.7234 angegeben und graphisch dargestellt.

2.233 Analyse der Spaltprodukte

Eine Analyse aller Spaltprodukte nebeneinander ist grundsätzlich möglich, aber in der Praxis nicht sinnvoll. Bei einer radiochemischen Analyse auf mehrere Elemente teilt man die Substanz und untersucht jede Probe auf ein Element oder auf eine kleine Elementgruppe wie Strontium und Barium oder Rubidium und Cäsium. Dabei sind beim Vorliegen von Indikatormengen neben den bekannten chemischen Operationen noch einige radiochemische Gesichtspunkte zu beachten. Im allgemeinen setzt man der Analysensubstanz einige Milligramm des gesuchten Elements in inaktiver Form als Träger zu. Dann lassen sich die üblichen chemischen Trennungsgänge durchführen. Kennt man das Gewicht des inaktiven Trägers und waren die Atome vollkommen vermischt, so ist nach der Trennung die Ausbeute des Trägers auch die Ausbeute des Radioisotops.

Um eine vollkommene Vermischung der Atome zu erreichen, gibt man bei Elementen mit mehreren Oxydationsstufen die Träger in möglichst allen Oxydationsstufen zu und führt vor der Trennung einige Reduktions-Oxydationsvorgänge durch. Bei leicht hydrolysierbaren Elementen erreicht man eine bessere Vermischung der Atome durch Anwendung starker Komplexbildung und durch so frühzeitige Zugabe der Reagenzien, daß noch keine Kolloidbildung eingetreten ist. Bei der Analyse auf Zirkon und Niob eignen sich als Komplexbildner besonders Fluoride und Peroxyde. Es bilden sich dann stabile ZrF_6^{--}- und NbO_2^{++}-Komplexe.

Eine vollkommene Vermischung der Atome darf angenommen werden, wenn die Aktivität pro Gewichtseinheit der abgetrennten Verbindung (die spezifische Aktivität) bei weiteren Austauschprozessen unverändert bleibt.

Die Fällung eines Radioisotops aus einer Lösung mehrerer Radioisotope ergibt im allgemeinen keine aktivitätsreinen Niederschläge. Es erfolgt häufig Mitfällung oder Adsorption der Fremdaktivität am Niederschlag. Durch die Zugabe inaktiver Träger für die aktiven Fremdatome (Rückhalteträger) erhöht man bei der Fällung zwar nicht die chemische, wohl aber die radiochemische Reinheit des Niederschlags. Manche oberflächenreichen Niederschläge zeigen so großes Adsorptionsvermögen, daß sie zu Reinigungsfällungen verwendet werden. So eignet sich die Fällung von Eisen(III)- oder Mangan(IV)-Hydroxyd zur Reinigung einer Lösung von den meisten + 2-, + 3- und + 4-wertigen Radioisotopen, wenn diese nicht durch Träger verdünnt sind. Wesentlich für den Erfolg solcher Fällungen ist der Zeitpunkt, in dem das Fällungsmittel zugegeben wird. Meist ist der Reinigungseffekt größer, wenn sich der Träger vor der Fällung gleichmäßig in der Lösung verteilen konnte.

Neben der Adsorption wird auch die Mitfällung zur Reinigung verwendet. So beseitigt eine Kupfersulfidfällung in saurem Medium eine Lösung von allen mit Schwefelwasserstoff fällbaren Radioisotopen. Meist ist jedoch eine selektive Abtrennung des gewünschten Elements einem langen chemischen Trennungsgang vorzuziehen. Bei den Halogenen, bei Ruthen, Technetium und anderen führt eine Destillation sehr schnell zum Ziel. Bei vielen anderen Elementen ist eine selektive Extraktion möglich.

Die radiochemische Reinheit eines Endprodukts läßt sich auf verschiedene Weise prüfen. Bei Variation des chemischen Trennungsgangs — meistens führt man zusätzliche Reinigungsoperationen aus — darf sich die spezifische Aktivität der abgetrennten Verbindung nicht mehr ändern. Ebenso müssen die Abfallskurven und die Absorptions-

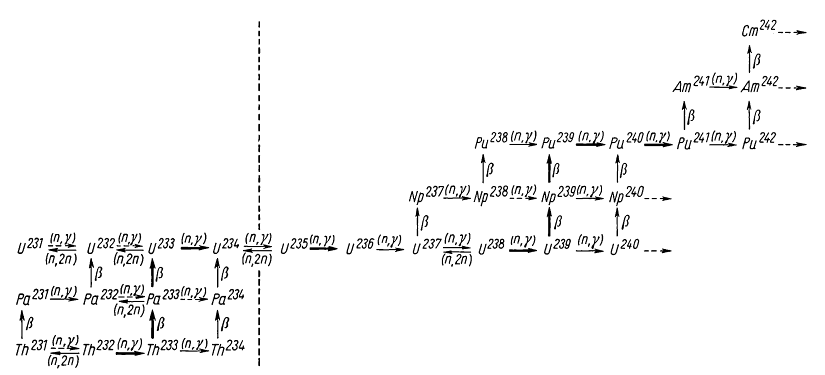
kurven der Beta- und Gamma-Strahlung erhalten bleiben. Man muß aber dabei berücksichtigen, daß ein anderer chemischer Trennungsgang in vergleichbarer Zeit durchgeführt wird, um gleiches Verhältnis zwischen Mutteraktivität und eventuell nachgebildeter Tochteraktivität zu bewahren.

Über die Abtrennung einzelner Spaltprodukte sind in Sammelreferaten nähere Einzelheiten zu finden[1]).

2.24 Chemie der schweren Elemente

2.241 Allgemeines über die schweren Elemente

Unter den schweren Elementen versteht man die Elemente mit höheren Ordnungszahlen als Wismut. Sie sind alle ohne Ausnahme radioaktiv. Für die Kerntechnik bedeutungsvoll sind davon die Elemente Thorium, Protaktinium, Uran, Neptunium und



213.1 Aufbaumöglichkeiten schwerer Kerne in Thorium und Uran. — Nach Glasstone, S., Principles of Nuclear Reactor Engineering, New York 1955, van Nostrand.

Plutonium, die entweder spaltbare Kerne oder Ausgangsprodukte für spaltbare Kerne unter ihren Isotopen haben. Weiterhin sind die Transplutoniumelemente wichtig, die in den Reaktorbrennelementen entstehen (Fig. **213.1**).

Zum Verständnis des chemischen Verhaltens dieser Elemente ist es nötig, die Eigenschaften der vorhergehenden Elemente Radium und Aktinium zu übersehen. Dann ergibt sich ein geschlossenes Bild der chemischen Eigenschaften, das in der Systematik der Aktiniden leicht zu überblicken ist.

2.242 Radium, Aktinium, Thorium, Protaktinium

Radium, 1898 von M. und P. Curie entdeckt[2]), ist das homologe Element von Barium. Es kommt nur im Oxydationszustand + 2 vor und ist stärker basisch als

[1]) Coryell, C. D., Sugarmann, N., Radiochemical Studies, Fission Products, NNES IV-9 New York 1951. — Plutonium Project, Nuclei Formed in Fission, J. Am. Chem. Soc. **68** (1946), 2411. — Seelmann-Eggebert, W., Götte, H., Fiat Rev. of German Sci. **23** (1947), 1, 91. — Meinke, W. W., AEC Report AECD-2738 (1949). — Hahn, O., Straßmann, F., Seelmann-Eggebert, W., Z. Naturf. **1** (1946), 545. — Seelmann-Eggebert, W., Straßmann, F., Z. Naturf. **2a** (1947), 80.

[2]) Curie, P., Curie, M., Compt. rend. **127** (1898), 175. — Curie, P., Curie, M., Bémont, G., Compt. rend. **127** (1898), 1215. — Curie, M., Dissertation, wiedergegeben in Chem. News. **88** (1903).

Barium. Es bildet ein schwer lösliches Karbonat, Oxalat, Fluorid, Chromat, Jodat, Sulfat und leicht lösliche Bromide, Chloride und Nitrate[1]).

Radiummetall wurde von M. Curie, A. Debierne,[2]) und E. Ebler[3]) hergestellt. Mit Stickstoff und Sauerstoff reagiert es zu Nitrid und Oxyd. Unter Wasserstoffentwicklung löst sich das Metall leicht in Wasser[4]). Der Schmelzpunkt ist 960 °C, der Siedepunkt 1140 °C[5]).

Das wichtigste Isotop ist Ra^{226}, Zerfallsprodukt von U^{238}, Alpha-Strahler mit 1622 Jahren Halbwertszeit. In 1 t Pechblende sind ca. 0,4 g Ra^{226} enthalten.

Aktinium, 1899 von A. Debierne entdeckt[6]), ist das homologe Element von Lanthan. Es kommt nur im Oxydationszustand + 3 vor und ist stärker basisch als Lanthan. Wie Lanthan bildet es ein schwer lösliches Hydroxyd, Phosphat, Oxalat und Fluorid.

Die natürlich vorkommenden Aktiniumisotope sind Ac^{227}, $T_{1/2} = 21$ Jahre und Ac^{228}, $T_{1/2} = 6{,}13$ Stunden.

In 1 t Pechblende liegen ca. 0,1 mg Aktinium vor. Die größte Aktiniummenge (0,75 mg) wurde aus Ra^{226} durch Bestrahlung mit Reaktorneutronen hergestellt[7]). In Mikrogrammengen wurden synthetisiert: AcF_3, AcOF, $AcCl_3$, AcOCl, $AcBr_3$, AcOBr, Ac_2O_3, Ac_2S_3, $AcPO_4$, und es wurde Isomorphie dieser Verbindungen mit den entsprechenden Lanthanverbindungen festgestellt.

Thorium, 1829 von Berzelius[8]) entdeckt, kommt in der Oxydationsstufe + 4 vor. Man kann es als homologes Element der Seltenen Erde Cer auffassen[9]). Sein chemisches Verhalten ist jedoch dem Hafnium ähnlicher. Thorium bildet mit vielen Anionen stabile Kationenkomplexe[10]), die zum Teil bei äquivalentem Anionengehalt schwer löslich sind. Durch das große Bestreben, Komplexe zu bilden, hydrolysieren Thoriumsalze weniger als andere + 4-wertige Kationen.

$Th(OH)_4$, ThF_4, $Th_3(PO_4)_4$ und Thoriumperoxyd sind schwer löslich, die Nitrate, Chloride, Bromide und Jodide leicht löslich; mit Karbonat und Oxalat bildet Thorium lösliche Anionen-Komplexe. Thoriumnitrat und Thoriumthiocyanat sind in Alkohol löslich[11]).

Mit Diketonen, besonders Acetylaceton und Theonyltrifluoraceton (TTA), bildet es stabile Chelatkomplexe, die aus saurer Lösung mit Benzol extrahiert werden können.

Thoriummetall hat eine Dichte von 11,7 g/cm³ und schmilzt bei 1700 bis 1800 °C. Es wird durch Reduktion des Oxydes oder durch Reduktion der Halogene mit Alkali oder Erdalkalimetalle oder durch Schmelzelektrolyse hergestellt. Thorium bildet bei höherer Temperatur Hydride, Karbide (ThC, ThC_2), hochschmelzende Sulfide (ThS, Th_2S_3, Th_7S_{12}, ThS_2, ThOS) und bei der Verbrennung an Luft ThO_2.

---

[1]) Erbacher, O., Ber. d. Dt. Chem. Ges. **63** (1930), 141.
[2]) Curie, M., Debierne, A., Compt. rend. **151** (1910), 523.
[3]) Ebler, E., Ber. d. Dt. Chem. Ges. **43** (1910), 2613.
[4]) Latimer, W., The Oxydation States of the Elements and their Potentials in Aqueous Solution, New York 1952.
[5]) National Research Council, International Critical Tables, Bd. 1 u. 3, New York 1926 u. 1928.
[6]) Debierne, A., Compt. rend. **129** (1899), 593; **130** (1900), 906. — Giesel, F., Ber. d. Dt. Chem. Ges. **35** (1902), 3608; **36** (1903), 342.
[7]) Hagemann, F., J. Am. Chem. Soc. **72** (1950), 768. — Peterson, S., NNES IV-14 B (1949), 2. Teil, S. 1393.
[8]) Berzelius, J., Pogg. Ann. **16** (1829), 385.
[9]) Seaborg, G. T., Katz, J. J., The Actinide Elements. NNES IV-14 A (1954), S. 733.
[10]) Day, R. A., Stoughton, R. W., J. Am. Chem. Soc. **72** (1950), 5662. — Zebroski, E. L., Alter, H. W., Heumann, F. K., J. Am. Chem. Soc. **73** (1951), 5646. — Waggener, W. C., Stoughton, R. W., J. Phys. Chem. **56** (1952), 1.
[11]) Tempelton, C. C., Hall, N. F., J. Phys. and Colloid Chem. **54** (1950), 954; 958. — Asselen, G. F., Audreith, L. F., Comings, E. W., J. Phys. and Colloid Chem. **54** (1950), 640.

Das Hauptvorkommen von Thorium ist der Monazit, der in Brasilien, Indien und USA gefunden wird.

Da es in der Thorium-Zerfallsreihe ein relativ kurzlebiges Thoriumisotop von 1,9 Jahren Halbwertszeit und in der Uran-Zerfallsreihe ebenfalls Thoriumisotope gibt, ist die Aktivität eines Thoriumpräparats kein absolutes Maß für den Thoriumgehalt, sondern abhängig von der Lagerzeit des Präparats und vom Urangehalt des ursprünglichen Erzes[1]).

Protaktinium, 1918 von O. Hahn, und L. Meitner entdeckt[2]), ist nur in der Oxydationsstufe + 5 stabil. Niedrigere Oxydationszahlen sind wahrscheinlich, aber nicht sicher bewiesen[3]).

In 1 t Pechblende befinden sich 0,2 g Pa, das im wesentlichen Pa^{231}, $T_{1/2} = 34300$ Jahre, aus der Aktinium-Zerfallsreihe enthält. Pa^{231} ist eines der wenigen Isotope, die durch langsame Neutronen spaltbar sind.

Protaktinium ist stärker basisch als Tantal und bildet ein schwer lösliches Phosphat und Peroxyd. Pa hydrolisiert sehr leicht und wird von allen Niederschlägen adsorbiert. Aus saurer Lösung fällt es mit Zirkon-Phosphat und -Jodat sowie Thorium-Oxalat und -Jodat und anderen Niederschlägen aus. Makromengen von Pa wurden mit Hilfe von Ionenaustauschern und Solvent-Extraktion gewonnen[4]).

2.243 Uran

Uran, 1789 von Klaproth entdeckt, kommt in der Natur in den Oxydationsstufen + 4 und + 6 vor. Pechblende ist für die Urangewinnung das bedeutendste Material. Ihr Hauptvorkommen liegt in Belgisch-Kongo und Kanada. Natürliches Uran enthält neben dem Isotop U^{238}, $T_{1/2} = 4{,}49 \cdot 10^9$ Jahre, noch 0,715$^0/_0$ des U^{235}, $T_{1/2} = 7{,}13 \cdot 10^8$ Jahre, und 0,0058$^0/_0$ des U^{234}, $T_{1/2} = 2{,}48 \cdot 10^5$ Jahre, ein Zerfallsprodukt von U^{238}. Diese natürlichen Uranisotope sind nur alpha-aktiv und von so geringer spezifischer Aktivität, daß das reine Element wie gewöhnliches Material behandelt werden kann, abgesehen von seiner giftigen Wirkung.

Die Bedeutung des Urans liegt in der Spaltbarkeit des U^{235} mit thermischen Neutronen und in der Plutoniumbildung aus U^{238}. Unter den künstlich erzeugten Uranisotopen sind die wichtigsten das beta-aktive U^{239}, $T_{1/2} = 23{,}5$ Minuten, das über Neptunium in Plutonium zerfällt, und das alpha-aktive U^{233}, $T_{1/2} = 1{,}62 \cdot 10^5$ Jahre, das mit thermischen Neutronen spaltbar ist und durch Brüten von Thorium gewonnen werden kann.

Uran und seine Verbindungen[5]). Uranmetall hat die Dichte 18,7 g/cm^3 und wird hergestellt durch Reduktion von Uranoxyden mit Kohlenstoff im Lichtbogen. Ein anderer Weg ist die Reduktion von Uranhalogeniden, elektrolytisch oder mit Alkali- bzw. Erdalkalimetallen. Das Metall ist löslich in Säuren und in Laugen nach Zusatz von Wasserstoffperoxyd. Kochendes Wasser greift Uran langsam unter Wasserstoffentwicklung an. Der entwickelte Wasserstoff beschleunigt die Zersetzung durch Uranwasserstoffbildung.

---

[1]) Rodden, C. J., NNES VIII-1 (1950), S. 160.
[2]) Hahn, O., Meitner, L., Ber. d. Dt. Chem. Ges. **54** (1921), 69; Naturwiss. **6** (1918), 324; Z. Phys. **19** (1918), 208. — Haissinsky, M., Compt. rend. **226** (1948), 573.
[3]) Hahn, O., Meitner, L., Z. Phys. **19** (1918), 208; — Haissinsky, M., Compt. rend. **226** (1948), 573. — Elson, R., Sullivan, J., Studier, M., Sellers, P., Abstracts, Detroit meeting, ACS 1950.
[4]) Thompson, R., AEC Report MDDC-1770.
[5]) Katz, J. J., Rabinowitch, E., The Chemistry of Uranium, NNES VIII-519 (1951). — Seaborg, G. T., Katz, J. J., The Actinide Elements, NNES. IV 14A, (1954), S. 130.

Uran und Wasserstoff reagieren schnell miteinander bei 250 bis 300 °C. Dabei bildet sich pulvriger, schwarzbrauner Uranwasserstoff, UH_3, der bei 350 bis 400 °C im Vakuum wieder in die Elemente zerfällt. Dieser Vorgang dient zur Herstellung von sehr reaktionsfähigem, fein verteiltem Uranpulver.

Uranoxyde sind in ihrer Zusammensetzung abhängig von den Bildungsbedingungen. Von wesentlichem Interesse sind UO, UO_2, U_3O_8 und UO_3. UO wurde unter extrem hohen Temperaturen gebildet. UO_3 bildet sich bei 350 °C aus Uranperoxyd ($UO_4 \cdot 2\,H_2O$). Sauerstoffhaltige Verbindungen ergeben beim Glühen schwarzes U_3O_8. Reduktion von U_3O_8 mit Kohlenmonoxyd oder Wasserstoff bei 500 °C ergibt schwarzbraunes UO_2. Durch den amphoteren Charakter des Uran +6-Ions gibt es viele Mono-, Di- und Polyuranate.

Urannitrate sind leicht löslich in Wasser, Alkohol, Äther und Ketonen; schwer löslich in Schwefelkohlenstoff, Chloroform und in Kohlenwasserstoffen. $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ bildet sich in verdünnter Salpetersäure, $UO_2(NO_3)_2 \cdot 3\,H_2O$ in konzentrierter Salpetersäure und $UO_2(NO_3)_2 \cdot 2\,H_2O$ in rauchender Salpetersäure. Mit Ammonium-, Kalium-, Rubidium-, Cäsium-, Thallium-Ionen, aber nicht mit Lithium und Natrium, gibt es Doppelnitrate der Form $M^IUO_2(NO_3)_2 \cdot x\,H_2O$.

Uranfluoride sind von den verschiedenen Wertigkeitsstufen des Urans bekannt. UF_3, violettrot bis schwarz, bildet sich bei der Reduktion von UF_4 mit Aluminium, mit Wasserstoff oder mit Uranmetall und ist sauerstoff- und wasserempfindlich. UF_4, grün, chemisch weitgehend indifferent, gewinnt man durch Entwässern des $UF_4 \cdot x\,H_2O$-Niederschlages oder durch Erhitzen von UO_2 mit Flußsäuredämpfen. UF_5, U_2F_9, U_4F_{17} sind mehr oder weniger wasserempfindliche Produkte, die bei 200 bis 300 °C im Gleichgewicht mit UF_4 und UF_6 gebildet werden. UF_6 entsteht aus UF_4 und Fluor oder CoF_3. Es bildet bei Zimmertemperatur farblose Kristalle und sublimiert bei Normaldruck bei 56,5 °C. Mit Spuren Feuchtigkeit hydrolysiert es zu UO_2F_2 und HF und wirkt dadurch stark korrodierend. UF_6 ist die am leichtesten herstellbare flüchtige Uranverbindung und hat in der Kerntechnik große Bedeutung bei der Trennung der Moleküle $U^{235}F_6$ und $U^{238}F_6$ in Gasphase.

Uranchloride, -bromide, -jodide sind im allgemeinen sehr feuchtigkeitsempfindliche, dunkle Verbindungen und nur im Oxydationszustand + 6 stabil. Bekannt sind UCl_3, UCl_4, UCl_5, UCl_6, UBr_3, UBr_4, UJ_3, UJ_4.

Die Uransulfide US, U_2S_3, US_2 sind dunkel gefärbt und lösen sich langsam in Säuren.

Uransulfate sind in den Oxydationsstufen + 4 und + 6 bekannt: $U(SO_4)_2$ und UO_2SO_4, beide mit verschiedenem Wassergehalt.

Die Urankarbide UC, U_2C_3, UC_2 entstehen aus Uran und Kohlenstoff bei verschiedenen sehr hohen Temperaturen.

Urankarbonate von U^{+4} sind nur als Doppelsalze bekannt, z. B. $CaU(CO_3)_4 \cdot 10\,H_2O$. U^{+6} gibt Komplexe der Form $UO_2(CO_3)_2^{--}$ und $UO_2(CO_3)_3^{4-}$, die mit Barium- und Silberionen schwerlösliche Salze bilden.

Uranacetate treten in verschiedenen schwerlöslichen Doppel- und Tripelsalzen mit fast allen + 1- und + 2-wertigen Kationen auf.

Uranoxalate sind bei U^{+6} als ein- und mehrkernige Komplexe verschiedenen Oxalatgehalts bekannt.

Uran in wässeriger Lösung. Die Chemie des Urans in wässeriger Phase wird vom Oxydationszustand bestimmt, in dem sich das Uran jeweils befindet. Bekannt sind die Oxydationszustände + 6, + 5, + 4, + 3.

U(III)-Lösungen sind rot gefärbt und können durch elektrolytische Reduktion von U(IV)- oder U(VI)-Lösungen oder aus UCl_3 gewonnen werden. U^{+3}-Lösungen sind so leicht oxydierbar, daß sie auch unter Luftabschluß vom Wasser oxydiert werden. Deswegen ist über die Chemie der U^{+3}-Ionen sehr wenig bekannt. Man nimmt an, daß sie ähnlich der Chemie der Seltenen Erden ist.

U(IV)-Lösungen sind grün und bilden sich bei der Reduktion von U(VI)-Lösungen mit schwachen Reduktionsmitteln wie SO_2. Sie enthalten das Ion U^{+4}, das mit vielen Anionen analog Th^{+4} Kationenkomplexe bildet. Das Hydroxyd, Fluorid, Phosphat und Jodat ist schwer löslich, das Chlorid und Nitrat leicht löslich in Wasser und auch in Äther und Ketonen. Von Sauerstoff werden U^{+4}-Ionen langsam oxydiert.

U(V)-Lösungen werden hergestellt durch Reduktion von U(VI) mit Wasserstoff, Zinkamalgam oder elektrolytisch im p_H-Bereich 2 bis 4. Sie sind instabil gegen Disproportionierung und nur in sehr geringen Konzentrationen beständig. Das Kation liegt in der Form UO_2^+ vor, im Gegensatz zu Pa^{+5}. Deshalb unterscheiden sich die U(V)-Lösungen von Pa(V)-Lösungen auch durch viel geringere Hydrolyse.

U(VI)-Lösungen sind gelb und stellen die stabilste Oxydationsstufe des Urans dar. Sie enthalten in saurer Lösung das Uranylion UO_2^{++}. Häufig bilden die U(VI)-Ionen mit Anionen sowohl Kationen- als auch Anionenkomplexe. Bei niedrigem Säuregehalt treten mehrkernige Uranylkomplexe auf von der Art $U_2O_5^{++}$, $U_3O_8^{++}$, $U_3O_8OH^+$. Die Uranylchloride, -fluoride, -sulfate und -nitrate sind in Wasser leicht löslich. Die Uranylacetate bilden mit vielen + 1- und + 2-wertigen Kationen schwer lösliche Doppelsalze. Aus sauren Uransalzlösungen fällt mit einem Überschuß an Wasserstoffperoxyd $UO_4 \cdot 2\,H_2O$ aus. Mit Natriumhydroxyd oder Ammoniak erhält man einen gelben Niederschlag, dem man die Formel eines Diuranats $Na_2U_2O_7$ bzw. $(NH_4)_2U_2O_7$ gibt. Mit Karbonat fällt ebenfalls Diuranat, das sich aber im Überschuß als Di- oder Trikarbonatokomplex wieder löst und mit Silber und Bariumionen schwer lösliche Salze gibt. Ammonsulfid fällt einen braunen Niederschlag UO_2S aus, der sowohl in verdünnten Säuren als auch in Ammonkarbonat löslich ist.

2.244 Neptunium

Nach verschiedenen irrtümlichen Entdeckungen[1]) wurde das erste Mal 1940 von E. McMillan und P. Abelson[2]) ein Neptuniumisotop, Np^{239}, beobachtet. Weitere 8 Neptuniumisotope sind bekannt[3]). Die Chemie des Neptuniums wurde zuerst mit gewichtslosen Indikatormengen untersucht[4]) und ist heute durch die Arbeiten im Manhattan-Projekt auch in wägbaren Mengen bekannt.

Neptunium und seine Verbindungen[5]). Neptuniummetall, von silbrigem Glanz und der Dichte 19,5 g/cm³, schmilzt bei ca. 640 °C und kann durch Reduktion von NpF_3 oder NpF_4 mit Barium bei 1200 °C gewonnen werden. Es löst sich rasch in Säuren, ist aber an der Luft relativ beständig.

---

[1]) Fermi, E., Nature **133** (1934), 898. — Fermi, E., Amaldi, E., D'Agostino, O., Rasetti, F., Segrè, E., Proc. Roy. Soc. A **146** (1934), 483, 1284. — Koblic, O., Nature **134** (1934), 55. — Hulubei, H., Cauchois, Y., Compt. rend. **207** (1938), 333.

[2]) McMillan, E., Abelson, P., Phys. Rev. **57** (1940), 1185.

[3]) Chart of Nuclides, Knolls Atomic Power Labor., Operated by General Electric Comp. for the AEC.

[4]) Seaborg, G. T., Wahl, A., J. Am. Chem. Soc. **70**, (1948), 1128.

[5]) Seaborg, G. T., Katz, J. J., The Actinide Elements, NNES IV-14A (1954), S. 456. — Seaborg, G. T., Katz, J. J., Manning, W. M., The Transuranium Elements, NNES IV-14B (1954), 2. Teil, S. 1039.

Neptuniumwasserstoff ($NpH_{3,6-3,8}$) ist schwarz und bildet sich schon bei 50°C aus dem Metall und Wasserstoff.

Neptuniumfluoride sind von verschiedenen Oxydationsstufen bekannt. NpF_3, purpur bis schwarz, entsteht beim Überleiten von Wasserstoff und Fluorwasserstoff über entwässertes Neptuniumhydroxyd bei 500°C. Unter denselben Bedingungen, aber bei Verwendung von Sauerstoff statt Wasserstoff, entsteht hellgrünes NpF_4. NpF_6, Schmelzpunkt 53°C, bildet sich aus NpF_3 und Fluor bei hohen Temperaturen. Außerdem sind noch ein Dioxydifluorid NpO_2F_2 und verschiedene ternäre Neptuniumfluorverbindungen hergestellt worden. Die wichtigsten Neptuniumchloride, -bromide, -jodide sind $NpCl_3$, $NpCl_4$, $NpBr_3$, $NpBr_4$ NpJ_3, NpJ_4.

Von Neptuniumoxyden sind bekannt: NpO, NpO_2, $NpO_{2,6}$, $NpO_4 \cdot 2\,H_2O$. Das grüne NpO_2 ist das stabile Oxyd und bildet sich beim Verglühen von Neptuniumverbindungen der verschiedenen Oxydationsstufen. NpO_2 löst sich in Säuren schwer, ausgenommen in konzentrierter H_2SO_4 mit geringem Gehalt an $KBrO_3$.

Das farblose Neptunium(IV)-Peroxyd $NpO_4 \cdot 2\,H_2O$ ist in verdünnten Säuren unlöslich und isomorph mit $UO_4 \cdot 2\,H_2O$.

Für Neptuniumsulfate und -nitrate werden die Formeln $Np(SO_4)_2 \cdot x\,H_2O$, $(NpO_2)_2(SO_4) \cdot x\,H_2O$, $NpO_2SO_4 \cdot x\,H_2O$, $Np(NO_3)_4 \cdot x\,H_2O$, $NpO_2NO_3 \cdot x\,H_2O$, $NpO_2(NO_3)_2 \cdot x\,H_2O$ angegeben. Die grünlichen Verbindungen $Np(HPO_4)_2 \cdot x\,H_2O$, $Np(C_2O_4)_2 \cdot 6\,H_2O$, $NaNpO_2Ac_3$ sind schwerlöslich in Wasser.

Neptunium in wässeriger Lösung. In Lösung sind von Neptunium vier Oxydationszustände bekannt: + 3, + 4, + 5, + 6, die sich durch charakteristische Absorptionsspektren auszeichnen. Eine Neptunium(III)-Lösung ist purpurrot gefärbt und kann unter Sauerstoffausschluß durch elektrolytische Reduktion höherer Oxydationsstufen gewonnen werden. Np^{+3}-Lösungen sind den U^{+3}- und Pu^{+3}-Lösungen in ihrem chemischen Verhalten ähnlich.

Neptunium(IV)-Lösungen sind gelbgrün gefärbt. Unlöslich sind Neptunium(IV)-Hydroxyd, Kalium- oder Ammonium-dineptunium-eneafluorid, Neptuniumoxalat und Neptuniumphosphat. Neptunium(IV)-Lösungen können aus höheren Oxydationsstufen gewonnen werden durch Reduktion in saurer Lösung mit Jodid-, Hydroxylamin-, Schwefeldioxyd- oder Zinn(II)- und Eisen(II)-Lösungen. Durch Luftsauerstoff werden Neptunium(IV)-Lösungen langsam oxydiert, schneller jedoch durch Nitrat und andere Oxydationsmittel bei höherer Temperatur. Mit Fluoriden, Sulfaten, Phosphaten, Oxalaten, Acetaten bilden die Np^{+4}-Ionen lösliche Komplexe.

Neptunium(V)-Lösungen sind in saurem Medium stabil im Gegensatz zu Uran(V)- und Plutonium(V)-Lösungen. Nur in schwefelsaurer Lösung disproportioniert Neptunium(V) in Neptunium(IV) und Neptunium(VI), weil die Disproportionierungsprodukte mit Sulfat-Ionen sehr stabile Komplexe bilden. Die grün-blauen Neptunium(V)-Lösungen enthalten das komplexe Ion NpO_2^+. Aus alkalischer Lösung fällt Neptunium-(V)-Hydroxyd, von dem drei verschiedene Formen bekannt sind. Komplexbildung wurde nur mit Oxalat-Ionen beobachtet.

Neptunium(VI)-Lösungen enthalten das Anion NpO_2^{++} und sind, je nach dem Anion, rötlichgelb bis grün. Sie entstehen aus niederen Oxydationsstufen durch Oxydation mit Cer (IV) oder Bromat mit Fluorid. Natriumacetat fällt $NaNpO_2Ac_3$ unter denselben Bedingungen wie bei Uran. Natrium- oder Ammoniumhydroxyd fällen dunkelbraunes Neptunylhydroxyd. Im Überschuß des Fällungsmittels bilden sich Dineptuniumheptaoxy-Hydrate. Im allgemeinen sind Neptunium(VI)-Lösungen stabil. Durch heiße Salzsäure erfolgt jedoch eine merkliche Reduktion.

2.245 Plutonium

Das erste Isotop des Elements der Ordnungszahl 94, Pu^{238}, wurde 1940 von G. T. Seaborg, E. McMillan, J. Kennedy, A. Wahl hergestellt[1]). Die erste Isolierung wägbarer Mengen des synthetischen Elements gelang 1942 B. Cunningham. Später wurde Plutonium auch in Uranerzen entdeckt[2]), wo es aus U^{238} durch Einfang von spontanen Spaltungsneutronen oder (α, n)-Neutronen in sehr geringen Mengen entsteht. Größte Bedeutung hat das Isotop Pu^{239}, $T_{1/2} = 24100$ Jahre, als Kernbrennstoff. Es wird aus U^{238} durch Neutroneneinfang und zwei anschließende Beta-Zerfälle gebildet. Weitere Plutoniumisotope sind bekannt[3]).

Durch die Arbeiten der amerikanischen Atomenergiekommission im Manhattan-Project ist die Chemie des Plutoniums zum Teil besser bekannt als bei manchen anderen natürlichen Elementen[4]). Es wird im folgenden nur eine kurze Übersicht gegeben, nähere Einzelheiten und weitere Literaturhinweise sind in den angegebenen Sammelreferaten zu finden.

Plutonium und seine Verbindungen[5]). Plutoniummetall ist bei Zimmertemperatur und geringem Feuchtigkeitsgehalt relativ beständig; erhöhte Temperatur oder höherer Feuchtigkeitsgehalt bewirken sehr schnell eine Oxydation zu PuO_2. Mit Wasser, Salpetersäure, verdünnter Schwefelsäure und vielen organischen Säuren reagiert das Metall bei Zimmertemperatur nur langsam; es bildet sich eine passivierende Schicht.

Plutoniumwasserstoff. Es sind zwei Hydride bekannt, PuH_2 und PuH_3, die bei erhöhter Temperatur wieder in Wasserstoff und fein verteiltes Metall zerfallen.

Plutoniumhalogenide. PuF_3-Kristalle sind purpurrot bis schwarz. Sie oxydieren und hydrolisieren sehr leicht. PuF_4 ist rötlich braun, schwer löslich in Wasser. Weiterhin sind komplexe Alkaliplutoniumfluoride von Pu(III) und Pu(VI) und Plutoniumoxyfluoride bekannt. $PuCl_3$ ist grün und mit verschiedenem Wassergehalt herstellbar. Es ist leicht in Wasser löslich. Salze von $PuCl_6^{--}$ mit Alkali und anderen Kationen sind bekannt. PuJ_3 und $PuBr_3$ sind grün, letzteres ist leicht in Wasser löslich. Außerdem wurde noch eine große Anzahl Plutoniumhalogen-Sauerstoffverbindungen gefunden.

Plutoniumoxyde. PuO_2, gelbgrün, bildet sich beim Verglühen der meisten Plutonium-Verbindungen. Geglüht ist es sehr schwer löslich. Weiterhin ist PuO, Pu_2O_3 und grünes Plutonium(IV)-Peroxyd bekannt. Das letzte fällt mit verschiedenem Anionengehalt aus sauren Lösungen von Pu(III, IV, V, VI).

Lösliche Plutoniumsalze sind die Plutoniumsulfate und -nitrate verschiedener Zusammensetzung: $Pu_2(SO_4)_3 \cdot xH_2O$ (violett), $NaPu(SO_4)_2 \cdot xH_2O$ (blau), $Pu(SO_4)_2$ (rötlich), $Pu_2O(SO_4)_3$ (graugrün) und $M_4Pu(SO_4)_4 \cdot xH_2O$ (grün). Die letzten Verbindungen sind schwer löslich in Alkohol. M ist: K^+, NH_4^+, Rb^+, Cs^+. $Pu(NO_3)_4 \cdot xH_2O$ ist gelb, $M_2Pu(NO_3)_6 \cdot xH_2O$ grün. Das weiße, voluminöse $Pu(HPO_4)_2$ ist schwer löslich, fällt aber nur sehr langsam aus.

---

[1]) Seaborg, G. T., McMillan, E., Kennedy, J., Wahl, A., Phys. Rev. **69** (1946), 366. — Seaborg, G. T., Wahl, A., Kennedy, J., Phys. Rev. **69** (1946), 367.

[2]) Seaborg, G. T., Perlman, M., J. Am. Chem. Soc. **70** (1948), 1571. — Garner, C., Bonner, N., Seaborg, G. T., J. Am. Chem. Soc. **70** (1948), 3453.

[3]) Chart of Nuclides, Knolls Atomic Power Labor., Operated by General Electric Comp. for the AEC.

[4]) Seaborg, G. T., Wahl, A., J. Am. Chem. Soc. **70** (1948), 1128. — Harvey, B., Heal, H., Maddock, A., Rowley, E., J. Chem. Soc. (1947), 1010. — Harvey, B., Nucleonics **2**, Nr. 4 (1948), 30.

[5]) Seaborg, G. T., Katz, J. J., The Actinide Elements, NNES IV-14A, (1954), S. 371. — Seaborg, G. T., Katz, J. J., Manning, W. M., The Transuranium Elements, NNES IV-14B (1949), 1. Bd.

Plutonium in wässeriger Lösung. Wie bei Uran und Neptunium sind bei Plutonium die Oxydationszustände + 3, + 4, + 5 und + 6 bekannt. Verbindungen, in denen Plutonium formal + 2-wertig ist (PuO, PuS), haben metallischen Bindungscharakter.

Der stabilste Oxydationszustand ist + 4. In wässeriger Lösung können aber alle Oxydationsstufen nebeneinander in Gleichgewicht vorliegen.

Plutonium(IV)-Lösungen sind rotbraun. Mit Sulfat-, Chlorid-, Nitrat-, Fluorid-, Phosphat- und Oxalat-Ionen kann Pu(IV) zum Teil ziemlich stabile Komplexe bilden, wobei sich die rotbraune Farbe ändert. Zwei Eigenschaften sind charakteristisch für Plutonium(IV)-Lösungen: leichte Disproportionierung und Hydrolyse. Die Disproportionierung im Plutonium(III) und Plutonium(IV) hängt ab vom Säuregrad und der Komplexbildung der vorhandenen Anionen. Die Hydrolyse zeigt sich schon bei mittleren Säurekonzentrationen durch die Bildung grüner, kolloidaler Lösungen von Polymeren der Form $Pu_2(H_2O)(OH)_7^+$. Der Ionenradius von Plutonium(IV)-Ionen im Kristall ist ähnlich den Cer(IV)-Ionen. Die Chemie von Plutonium(IV) entspricht deshalb dem Cer(IV) und Uran(IV). Schwer löslich sind die Hydroxyde, Karbonate, Fluoride, Oxalate, Jodate und Peroxyde.

Plutonium(III)-Lösungen sind blau. Man erhält sie durch Reduktion von Plutonium(IV)-Lösungen mit SO_2, Wasserstoff und Platin, Hydroxylamin oder Jodid. In saurer Lösung sind Plutonium(III)-Salze gegen Luftsauerstoff relativ stabil. Die feuchten Hydroxyde werden aber sehr schnell in den + 4-wertigen Zustand oxydiert. Der Ionenradius von Plutonium(III) in Kristallen ist sehr ähnlich dem Praseodym(III). Entsprechend ist das Verhalten von Plutonium(III)-Lösungen bei Fällungsreaktionen. Unlöslich sind die Hydroxyde, Oxalate, Fluoride, Phosphate usw. Die Hydrolyse ist wegen der geringeren Ladung nicht so stark ausgeprägt wie bei Plutonium(IV)-Lösungen.

Plutonium(VI)-Lösungen sind in saurer Lösung rotbraun. Die Farbe wird aber beeinflußt durch Komplexbildung mit den anwesenden Anionen. Alkalische Lösungen sind dunkelbraun. Plutonium(VI)-Lösungen erhält man durch Oxydation von Plutonium(IV)-Lösungen mit Bichromat, Permanganat, Bromat oder Persulfat. Die Plutonium(VI)-Lösungen verhalten sich sehr ähnlich den Uran(VI)-Lösungen und bilden in saurer Lösung Plutonylionen, PuO_2^{++}, die mit Natriumacetat schwer lösliches $NaPuO_2Ac_3$ ergeben. Natrium-, Kalium-, oder Ammoniumhydroxyd fällen Polyplutonate, die aber im Gegensatz zu den Polyuranaten leichter löslich sind. Plutonium(VI)-Karbonat löst sich im Überschuß von Karbonationen und bildet schwer lösliche Komplexe mit Nickel, Kobalt und Quecksilber(II)-Salzen.

Plutonium(V)-Lösungen sind in höheren Konzentrationen rotviolett, bei starker Verdünnung farblos. Sie enthalten das Ion PuO_2^+ und können durch Reduktion von Pu(VI)-Lösungen mit Schwefeldioxyd, Nitrit, Jodid usw. gewonnen werden. Im Gegensatz zu Uran sind PuO_2^+-Lösungen stabiler und haben eine geringere Disproportionierungsgeschwindigkeit. Mit Hydroxyd erfolgt bei $p_H = 9$ noch kein Niederschlag, bei noch höheren p_H-Werten fallen Alkalisalze aus, deren Zusammensetzung nicht genau bekannt ist.

Die Redoxpotentiale von Uran, Neptunium, Plutonium und höheren Transuranen. Die Redoxpotentiale sind wichtig, wenn man den Ablauf von Reduktions- oder Oxydationsreaktionen berechnen will. Andererseits lassen sich durch eine Systematik der Redoxpotentiale verschiedene Elemente und Oxydationsstufen in ihren Reaktionsfähigkeiten vergleichen. Das Redoxpotential ist der maßgebende Faktor im Logarithmus der Gleichgewichtskonstanten, die definiert ist als Quotient der Gleichgewichtskonzentrationen der Endprodukte und der Ausgangsprodukte. In der chemischen Formelschreibweise stehen die Endprodukte stets rechts, die Ausgangsprodukte links

von den Reaktionspfeilen. Man kann mit einem günstigen Ablauf einer Redoxreaktion dann rechnen, wenn die Summe der Redoxpotentiale der beiden beteiligten Redoxpaare positiv ist (die Gleichgewichtskonstante ist dann größer als eins).

221.1 Redoxpotentiale von Uran, Neptunium, Plutonium und Americium (in Volt).

$$U \xleftrightarrow{+1,80} U^{+3} \xleftrightarrow{+0,631} U^{+4} \xleftrightarrow{-0,605} UO_2^{+} \xleftrightarrow{-0,063} UO_2^{++}$$

$$U^{+4} \xleftrightarrow{-0,334} UO_2^{++}$$

$$Np \xleftrightarrow{+1,86} Np^{+3} \xleftrightarrow{-0,147} Np^{+4} \xleftrightarrow{-0,75} NpO_2^{+} \xleftrightarrow{-1,15} NpO_2^{++}$$

$$Pu \xleftrightarrow{+2,03} Pu^{+3} \xleftrightarrow{-0,97} Pu^{+4} \xleftrightarrow{-1,15} PuO_2^{+} \xleftrightarrow{-0,93} PuO_2^{++}$$

$$Pu^{+4} \xleftrightarrow{-1,04} PuO_2^{++}$$

$$Am \xleftrightarrow{+2,32} Am^{+3} \xleftrightarrow{-2,44} Am^{+4} \xleftrightarrow{-1,4} AmO_2^{+} \xleftrightarrow{-1,60} AmO_2^{++}$$

$$Am^{+3} \xleftrightarrow{-1,70} AmO_2^{++}$$

Die in Tab. **221.**1 in Volt angegebenen Redoxpotentiale gelten in ein-normalen Säuren[1]). Da Normalpotentiale auf die Reaktion $H \xleftrightarrow{0,00} H^+ + e$ bezogen werden, zeigen die in der Tabelle enthaltenen Redoxpotentiale, daß die angegebenen Metalle alle von Säuren gelöst und mit höherer Ordnungszahl elektropositiver (unedler) werden. (Passivierung oder Komplexbildung ist bei den Normalpotentialen nicht berücksichtigt). Weiterhin wird mit steigender Ordnungszahl der Oxydationszustand $+6$ gegenüber $+4$ bzw. $+3$ instabiler. Uran (III) ist noch ein extrem starkes Reduktionsmittel, Americium (III) kann dagegen nur noch mit starken Oxydationsmitteln zu Americium (VI) oxydiert werden. Weiterhin ist die Instabilität von Uran (V), Plutonium (V), Americium (IV) und Americium (V) gegen Disproportionierung zu erkennen. Neptunium (V) ist nach dem Redoxpotential gegen Disproportionierung zu Neptunium (IV) und Neptunium (VI) stabil. Nur in schwefelsaurer Lösung disproportioniert Neptunium (V), weil die Disproportionierungsprodukte Neptunium (IV) und Neptunium (VI) mit Sulfationen sehr stabile Komplexe bilden.

2.246 Chemie der Transplutoniumelemente und ihr Atombau[2])

Außer den schon besprochenen Elementen Neptunium und Plutonium wurden seit 1944 noch Isotope der Elemente 95 bis 102 künstlich hergestellt: $Z = 95$ Americium, $Z = 96$ Curium, $Z = 97$ Berkelium, $Z = 98$ Californium, $Z = 99$ Einsteinium, $Z = 100$ Fermium, $Z = 101$ Medelevium, $Z = 102$ Nobelium. Ursprünglich erzeugte man die neuen Elemente im Zyklotron durch Kernreaktionen an Uran, Neptunium oder Plutonium[3]). Neuerdings wurde die Bildung der Transplutonium-Elemente einschließlich Fermium auch in Reaktoren mit sehr hoher Neutronenflußdichte beobachtet[4]).

Die Transplutonium-Elemente Americium und Curium wurden bereits in wägbaren Mengen gewonnen. Das chemische Verhalten der Transcurium-Elemente ist durch Indi-

---

[1]) Latimer, W., The Oxydation States of the Elements and their Potentials in Aqueous Solution, New York 1952. — Cohen, D., Hindman, C., J. Am. Chem. Soc. **74** (1952), 4679, 4682.

[2]) Seaborg, G. T., Katz, J. J., The Actinide Elements, NNES IV-14A (1954), S. 507. — Wahl, A. C., Bonner, N. A., Radioactivity Applied to Chemistry, New York 1951.

[3]) Seaborg, G. T., Chem. Engng. News **23** (1945), 2190; **25** (1947), 358. — Seaborg, G. T., Hamilton, J., Science **102** (1945), 556. — Thompson, S., Street, K., Ghiorso, A., Seaborg, G. T., Chem. Engng. News. **28** (1950), 1030; Phys. Rev. **78** (1950), 298; **81** (1951), 154; u. a. — Friedländer, G., Kennedy, J. W., Nuclear and Radiochemistry New York 1955.

[4]) Friedländer, G., Kennedy, J. W., Nuclear and Radiochemistry, New York 1955.

katorversuche bekannt. Americium hat die Oxydationsstufen +3, +4, +5, +6. Von allen Oxydationsstufen ist aber im wesentlichen nur Americium (III) stabil, wie aus dem Redoxpotential ersichtlich ist. Curium existiert nur in der Oxydationsstufe +3. Bei Berkelium wurden die Oxydationsstufen +3 und +4 beobachtet, wobei die größere Stabilität bei Berkelium (III) liegt. Von Californium und den folgenden Elementen ist bisher nur die Oxydationsstufe +3 bekannt.

Die 7. Periode des Periodischen Systems soll nach den Aufbauregeln 32 Elemente umfassen. Bei den beiden ersten Elementen der 7. Periode, Francium und Radium, werden die Energiezustände der 7*s*-Elektronen besetzt. Bei Aktinium wird ein 6*d*-Elektron eingebaut, und in Analogie zur 6. Periode kann man bei den folgenden Elementen mit der Auffüllung des 5*f*-Niveaus rechnen[1]). Wenn das zutrifft, ist daraus aber nicht zu schließen, daß die 14 Elemente nach Aktinium im Oxydationszustand +3 besonders stabil sind, so wie die Lanthaniden. Da nämlich der Atomrumpf bei den 5*f*-Elektronen bedeutend größer ist als bei den 4*f*-Elektronen der Seltenen Erden, ist auch mit einer größeren Störung der Außenelektronen im 5*f*- und 6*d*-Niveau zu rechnen. Diese Störung kann dahin führen, daß die Energiewerte der 5*f*- und 6*d*-Niveaus so ähnlich werden, daß eine Hybridisierung dieser Zustände möglich ist[2]). Dadurch unterscheiden sich die *d*- und *f*-Elektronen dann nicht mehr so sehr bei den chemischen Reaktionen, wie es bei den Lanthaniden der Fall ist.

Demnach ist nur dann die zu den Lanthaniden analoge Formulierung Aktiniden auch als eine Analogie der chemischen Eigenschaften zu verstehen, wenn man Vergleiche innerhalb gleicher Oxydationszustände zieht.

Bei dieser Beschränkung, die Stabilitätsvergleiche der Oxydationsstufen ausschließt, erhält man eine sehr große Ähnlichkeit zwischen den Lanthaniden und Aktiniden in den Fällungsreaktionen und anderen chemischen, röntgenographischen und physikalischen Eigenschaften.

Nur Protaktinium, das im Oxydationszustand +5 vorkommt, weicht in seinen Eigenschaften von den anderen Aktiniden im Oxydationszustand +5 ab.

222.1 Vergleich der Oxydationszustände bei Aktiniden und Lanthaniden

Ac		+3				La		+3	
Th		(+3)	+4			Ce		+3	+4
Pa			(+4)	+5		Pr		+3	(+4)
U		+3	+4	+5	+6	Nd		+3	(+4)
Np		+3	+4	+5	+6	Pm		+3	
Pu		+3	+4	+5	+6	Sm	+2	+3	
Am	(+2)	+3	+4	+5	+6	Eu	+2	+3	
Cm		+3				Gd		+3	
Bk		+3	+4			Tb		+3	+4
Cf		+3				Dy		+3	

Von Uran aus nimmt die Stabilität der niederen Wertigkeitsstufen schrittweise bis Aktinium und Curium zu. Charakteristisch für den Aufbau einer 5*f*-Schale bei den Aktiniden ist die besondere Stabilität der halbbesetzten 5*f*-Schale bei Cm, das nur im Oxydationszustand +3 bekannt ist. Das folgende Element Berkelium gibt im Oxydationszustand +4 wie Terbium (IV) das zusätzliche Elektron über der halbbesetzten Schale ab. Die auf Berkelium folgenden höheren Transplutoniumelemente sind bisher nur im Oxydationszustand +3 bekannt. Dieser Zustand ist zweifellos der stabilste für sie.

[1]) Bohr, N., Spektren und Atombau, Braunschweig 1922. — Sugiura, Y., Urey, H., Kgl. Danske Vid. Sels. Medd. **7** (1926), 3. — Wu, T., Goudsmith, S., Phys. Rev. **43** (1933), 496. Mayer, M., Phys. Rev. **60** (1941), 184.

[2]) Bohr, N., Theory of Spectra and Atomic Constitution, London 1924.

2.25 Radiochemische Analysen

Die Radioaktivität bestimmter Nuklide ermöglicht es in manchen Fällen, quantitative chemische Bestimmungen auf chemisch einfachem Wege durchzuführen. Es bestehen dabei grundsätzlich zwei Möglichkeiten: 1. die Analyse mit Hilfe bereits vorhandener Radioisotope auszuführen, oder 2. die gesuchten inaktiven Atome durch Bestrahlen in aktive Atome umzuwandeln und dadurch meßbar zu machen. Die erste Methode, welche verschiedene Varianten einschließt, wird als Hevesy-Paneth-Methode bezeichnet, das zweite Verfahren ist die Aktivierungsanalyse.

2.251 Die Hevesy-Paneth-Analyse

hat den Namen nach ihren Schöpfern Hevesy und Paneth, welche diese Methode 1913 einführten, um die Löslichkeit des Bleisulfids und Bleichromats zu bestimmen. Sie beruht darauf, daß sich radioaktive und stabile Isotope eines Elements chemisch gleich verhalten und bei einer vollkommenen Vermischung der Atome die Radioaktivität ein äquivalentes Maß für das Gewicht der Atome darstellt. Der Vorteil dieser Methode ist, daß auf diese Weise noch Atommengen nachgewiesen werden können, die gravimetrisch nicht mehr zu erfassen sind. Varianten dieser Methoden bestehen darin, daß der Analysenprobe eine bekannte Menge eines Radioisotops von dem Element zugegeben wird, das quantitativ bestimmt werden soll. Das gesuchte Element braucht dann nicht mehr quantitativ, sondern nur qualitativ rein abgetrennt zu werden. War die Gewichtsmenge vom Radioisotop unwägbar klein, so ist die Aktivitätsausbeute nach der Trennung gleich der Gewichtsausbeute des gesuchten Elements (Radiometrische Korrekturanalyse). Ist die Gewichtsmenge des zugesetzten Radioisotops nicht zu vernachlässigen, so läßt sich leicht aus der Abnahme der spezifischen Aktivität nach einer qualitativ reinen Trennung die gesuchte Gewichtsmenge berechnen (Verdünnungsanalyse).

2.252 Aktivierungsanalyse

Unwägbare Spuren chemischer Elemente lassen sich nach Reaktorbestrahlungen quantitativ bestimmen. Das ist eine der wichtigsten Anwendungsmöglichkeiten eines Reaktors in Chemie, Biochemie und Metallurgie[1]).

Bei einer Bestrahlungszeit t und der Neutronenflußdichte Φ bildet sich aus N Kernen eines bestimmten Isotops mit dem Neutroneneinfangquerschnitt σ_i die Aktivität

$$A = \sigma_i \Phi N (1 - e^{-\lambda t}).$$

λ ist die Zerfallskonstante des gebildeten Radioisotops. Daraus kann bei bekanntem $\Phi(1 - e^{-\lambda t})$ die Zahl N der gesuchten Atome und ihre Gewichtsmenge bestimmt werden. In den meisten Fällen wird man eine bekannte Probe unter denselben Bedingungen mitbestrahlen, welche die bekannte Menge g des gesuchten Isotops enthält und durch die Bestrahlung zur Aktivität A_g angeregt wird. Die Menge x des gesuchten Isotops errechnet sich bei solchen Vergleichsmessungen zu

$$x = \frac{A}{A_g} \cdot g.$$

Die erreichbare Genauigkeit bei der Aktivierungsanalyse liegt zwischen 1 und 10 $^0/_0$. Fehlerbestimmend sind dabei räumliche Unterschiede in der Neutronenflußdichte bei der Analysen- und Vergleichsprobe und die natürliche Statistik bei der Aktivitätsmessung.

Fehler können entstehen, wenn durch sekundären Neutroneneinfang primär gebildete

---

[1]) Smales, A. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 73 P/770. — Boyd, G. F., Anal. Chem. **21** (1949), 335. — Meinke, W. W., Anderson, R. E., Anal. Chem. **25** (1953), 778.

Atome verloren gehen oder stark absorbierende Präparate inhomogen aktiviert werden[1]). Außerdem muß man sicher sein, daß das gesuchte Radioisotop nicht auch durch Kernreaktionen anderer mitbestrahlter Isotope sekundär gebildet werden kann[2]).

Gegenüber anderen chemischen und physikalischen Analysenverfahren hat die Aktivierungsanalyse mehrere große Vorteile. Die Nachweisgrenzen der Elemente liegen hier — abgesehen von den Elementen der beiden ersten Perioden des Periodischen Systems — in den meisten Fällen um Zehnerpotenzen tiefer als bei anderen Verfahren. Nur Calzium, Eisen und Blei sind spektroskopisch empfindlicher nachzuweisen als in Reaktoren mit einer Flußdichte von 10^{13} n · cm^{-2} · s^{-1} [3]).

Durch geschickte Ausnutzung der kurzen und langen Halbwertszeiten bei Bestrahlung und Beobachtung der Aktivität und durch die Auswahl diskreter Gamma-Linien[4]) ist oft eine zerstörungsfreie Analyse möglich. Ist trotzdem ein chemischer Trennungsgang notwendig, so werden die Nachweisgrenzen der Elemente nicht durch unvermeidliche Verunreinigungen der Reagenzien beeinflußt, wie es in der Mikroanalyse der Fall ist. Bei der Aktivierungsanalyse müssen auch keine quantitativen chemischen Abtrennungen durchgeführt werden, weil aus der chemischen Ausbeute des zugesetzten Trägers und der gemessenen Aktivität die Gesamtaktivität ohne weiteres zu berechnen ist. So läßt sich auf diesem radiochemischen Weg allein durch eine qualitativ reine Abtrennung und eine Aktivitätsbestimmung eine quantitative Angabe machen.

Wegen dieser Vorteile wird die Aktivierungsanalyse besonders dann erfolgreich angewendet, wenn es sich um eine quantitative Bestimmung spurenhafter Verunreinigungen handelt. So wurden beispielsweise neben vielen anderen auch folgende Spurenanalysen ausgearbeitet: Vanadin in Rohöl, Mangan in Legierungen, Cadmium in Harzen, Gallium in Aluminium[5]), Kobalt, Strontium, Barium in biologischen Geweben[6]), Cäsium, Rubidium in Seewasser[7]). Viele Spurenelemente konnten auf diesem Wege nachgewiesen werden[8]). 0,0003 % Uran sind noch in 0,5 g einer Mineralprobe durch Isolierung von Spaltbarium aufzufinden[9]).

Besondere Bedeutung bekommt die Aktivierungsanalyse in der Reaktortechnik selbst, wo auf diese Weise die Reaktorgifte, besonders die Seltenen Erden in Reaktormaterialien wie Graphit[10]), Beryllium, Beryllium-Oxyd, Wismut[11]) usw. bestimmt werden, oder wo Natrium vor seinem Einsatz als Kühlmittel auf langlebige (n, γ)-Produkte geprüft wird[12]).

2.253 Isotopenanalyse durch Aktivierung

Da bei der Aktivierungsanalyse einzelne Isotope bestimmt werden, findet diese Methode neben massenspektrometrischen Methoden auch Anwendung in der Isotopenanalyse[13])

---

[1]) Seaborg, G. T., English, S. G., Wilson, V. C., Coryell, C. D., AEC Report MDDC-763.
[2]) Cornish, F. W., AERE Report C/R-1224. — Smales, A. A., Atomics **3** (1953), 55.
[3]) Meinke, W. W., Science **121** (1955), 177.
[4]) Peirson, D. H., Atomics **7** (1957), 316.
[5]) Brooksbank, W., Laddicotte, G., Mahlmann, H., J. Phys. Chem. **57** (1953), 815.
[6]) Harrison, G., Raymond, W. H. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 11, S. 156, P/448.
[7]) Smales, A. A.. Salmon, L., The Analyst **80** (1955), 37.
[8]) Leddicotte, G. W., Reynolds, S. A., Nucleonics **8**, Nr. 3 (1951), 62.
[9]) Smales, A. A., The Analyst **77** (1952), 778.
[10]) Cornish, F. W., AERE Report C/R-1224
[11]) Jakovler, J. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 54, P/632.
[12]) Smales, A. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 273, P/766.
[13]) Herr, W., Merz, E., Z. Naturf. **10a** (1955), 613.

(s. Abschn. 1.42) z. B. bei der Bestimmung von U^{235} in Uran[1]). Dabei bestimmt man das entstandene Spaltbarium relativ zu einer Probe bekannter Zusammensetzung. Die Genauigkeit beträgt $\pm 2\,^0/_0$. Ohne Anwendung der Aktivierungsanalyse kann der U^{235}-Gehalt einer Probe außer mit massenspektroskopischen Methoden[2]) auch radiochemisch aus dem Anstieg der Beta-Aktivität in chemisch frisch gereinigtem Uran bestimmt werden[3]).

2.26 Urananalysen in Mineralien

Eine große Zahl weitverbreiteter Minerale und Erze enthält Uran. Für die Gewinnung von Uran in großen Mengen sind jedoch nur zwei Minerale wichtig, nämlich die Pechblende U_3O_8 und der Karnotit; der letztere enthält entsprechend der Formel $K_2O \cdot 2UO_3 \cdot V_2O_5 \cdot 3H_2O$ auch Kalium und Vanadin. Da in jedem Einzelfall das Analysenverfahren davon abhängt, wie groß der Gehalt an Uran und an anderen Elementen ist, von welcher Art die begleitenden Elemente sind und mit welcher Genauigkeit die Bestimmung durchgeführt werden soll, kann hier nur eine Übersicht gegeben werden. Weitere Einzelheiten sind in der entsprechenden Literatur zu finden[4]).

2.261 Chemische Methoden der Urananalyse

Gravimetrische Uranbestimmung[5]). Die Probe wird mit Salpeterschwefelsäure gelöst, Arsen durch Abrauchen mit Salzsäure entfernt. Dann werden die Elemente der Schwefelwasserstoffgruppe durch Einleiten von H_2S in die saure Lösung gefällt. Eisen, Aluminium, Chrom usw. fällt man mit Ammoniak aus, das Uran hält man dabei durch Zugabe eines Überschusses an Ammonkarbonat in Lösung. Zur quantitativen Uranbestimmung muß dieser Niederschlag mehrmals unter Zugabe von Ammonkarbonat umgefällt werden. In den gemeinsamen Filtraten fällt man Nickel und Kobalt durch Einleiten von Schwefelwasserstoff. Das Filtrat davon säuert man mit Salzsäure an und fällt das Uran mit Ammoniak aus. Der Niederschlag wird in einem Glühofen auf helle Rotglut erhitzt und das gebildete U_3O_8 ausgewogen.

Titrimetrische Methoden[6]). Die Probe wird mit Salpetersalzsäure gelöst und die Elemente der Schwefelwasserstoffgruppe mit H_2S gefällt. Eisen und die anderen entsprechenden Metalle werden mit einem Überschuß an Natriumkarbonat gefällt. Das Uran wird vom Vanadin durch eine Fällung mit Phosphorsäure in schwach essigsaurer Lösung getrennt. Der Uranphosphatniederschlag wird in Schwefelsäure wieder gelöst, das Uran in einem Reduktionsrohr nach Jones reduziert und anschließend mit Kaliumpermanganat titriert.

Auch andere Verfahren sind gebräuchlich, bei denen die Elemente der Ammoniakgruppe mit Kupferron und Chloroform extrahiert werden[7]).

---

1) Seyfang, A. P., Smales, A. A., The Analyst **78** (1953), 394.
2) Nier, A. O., Inghram, M. G., Ney, E. P., AEC Report A-313
3) Derham, J., Fenning, F. W., AERE Report R/R-834 (1951). — Fränz, I. G., Seelmann-Eggebert, W., Publ. d. l. CNEA, I-1 (1954), S. 1.
4) Fresenius, R., u. Jander, G., Handb. d. Analyt. Chemie, 2. Teil, Bd. VI, Elemente der 6. Gruppe, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1948, S. 253 ff. — Davis, C. W., Analytical Methods of Certain Metals, Uranium, U. S. Bureau Min. Bull. 212 (1923). — Basselt, L. G., Pflaum, D. J., Rutman, R. J., Rodden, C. J., Furman, U. H., Manual of Analytical Methods, AEC Report A-2912-1 (1946).
5) Port Radium Laboratory, AEC Report A-2912-1 (1946), S. 37.
6) Leduox and Company, u. a. AEC Report A-2912-1 (1946), S. 81.
7) Tregoning, J. J., AEC Report A-2912-1 (1946), S. 65. — Furman, N. H., AEC Report A-2912-1 (1946), S. 67. — Heaney, R. J., Tregoning, J. J., AEC Report A-2917a (1946).

Kolorimetrische Methoden. Nachdem die Uranprobe gelöst und von anderen Elementen befreit wurde, wie es bei der gravimetrischen oder titrimetrischen Methode beschrieben ist, wird der Urangehalt aus der Extinktion alkalischer Uranperoxydlösungen bei $\lambda = 425$ mμ bestimmt[1]).

2.262 Radiochemische Methoden der Urananalyse

Die radiochemischen Verfahren der Uranbestimmung[2]) beruhen auf Vergleichsmessungen der Aktivität des Urans oder eines seiner Folgeprodukte mit bekannten Proben.

Am einfachsten ist die Messung der Gamma-Aktivität, denn sie erfordert keine direkte Analyse. Da aber bei diesem Verfahren im wesentlichen die Aktivität von Ra-B und Ra-C gemessen wird, muß das Verhältnis Uran zu Radium in der Vergleichs- und in der Analysenprobe bekannt sein. Außerdem ist die Kenntnis des Thorium-Gehalts notwendig, da dessen Zerfallsreihe ebenfalls einige harte Gamma-Strahler enthält. Bei der Bestimmung des Urans aus der Beta-Aktivität fällt man Uran-X_1 und Uran-X_2 mit Zirkonhypophosphat aus saurer Lösung und mißt die Aktivität des Niederschlags. Es wird dabei in erster Linie die 2,3 MeV-Beta-Strahlung von Uran-X_2 beobachtet. Voraussetzung für eine Uranbestimmung dieser Art ist Gleichgewicht zwischen Uran und Uran-X_1, Uran-X_2. Es darf deshalb mindestens 5 bis 6 Monate vor der Uranbestimmung keine Thorium-Urantrennung mit der Probe durchgeführt worden sein.

Um aus der Alpha-Aktivität den Urangehalt bestimmen zu können, werden in der Probelösung, die eine bestimmte Eisenmenge enthält, mit Ammoniak Eisen(III)-Hydroxyd und Ammonuranat ausgefällt. Nach dem Zentrifugieren und dem Trocknen wird der Niederschlag geglüht und in einer luftgefüllten Ionisationskammer gemessen. Dieses Verfahren ist aber nur anwendbar, wenn keine zu großen Ansprüche an die Genauigkeit gestellt werden und der Gehalt der Probe an anderen Alpha-Strahlern bekannt ist.

2.263 Physikalische Methoden der Urananalyse

Bei den physikalischen Methoden der Uranbestimmung stehen die optischen und elektrochemischen Verfahren im Vordergrund[3]).

Die Absorptionsspektroskopie eignet sich wegen der geringen Werte der Absorptionskoeffizienten im sichtbaren und nahen ultravioletten Spektralbereich wenig zur quantitativen Uranbestimmung; durch die unterschiedlichen Absorptionsspektren der verschiedenen Oxydationszustände können diese aber gut auf absorptionsspektrometrischem Wege nebeneinander bestimmt werden.

Die Anwendung der kolorimetrischen Methode wurde schon bei dem chemischen Verfahren der Urananalyse erwähnt.

Besonders empfindlich aber können Spuren von Uran durch ihre Fluoreszenz bei Anwesenheit von Fluoriden nachgewiesen werden[4]). Dazu schmilzt man die Staubprobe mit Natriumfluorid oder einem Fluoridkarbonatgemisch in eine Platindrahtöse und beobachtet die grüne Fluoreszenz mit Hilfe einer UV-Lampe.

---

[1]) Goldbeck, C. G., Rodden, C. J., Colorimetric Determination of Uranium and its Application to Low Grade Ores, NBS, ACMP, Coll. P/38.

[2]) Boyd, G. E., Hume, D. N., Analytical Chemistry of the Manhattan Project, NNES VIII-1 (1950), S. 662.

[3]) Fred, M., Rodden, C. J., Photometric Methods, NNES VIII-1 (1950), S. 537. — Furman, N. H., Watters, J. I., Electrometric Methods, NNES VIII-1 (1950), S. 57.

[4]) Hernegger, F., Karlik, B., Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien, Math.-Naturw. Kl. Abt. IIa, **143** (1934), 217. — Lahner, L., Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien, Math. Naturw. Kl., Abt. IIa, **144** (1939), 149.

Bei den elektrochemischen Verfahren ist die elektrolytische Abscheidung von Uranoxydhydrat aus acetatgepufferter Lösung oder aus Ammonoxalatlösung weniger bedeutend. Dasselbe gilt für die elektrolytische Abscheidung von UF_4 zur gravimetrischen Uranbestimmung.

Demgegenüber läßt sich Uran sehr gut potentiometrisch titrieren; nicht so gut ist die konduktometrische Titration.

Sehr oft wird die polarographische Bestimmung von geringen Mengen Uran in Staub oder anderem Material durchgeführt. Der günstigste Bereich liegt bei diesem Verfahren bei 10^{-2} bis 10^{-4} Uranylionenäquivalenten in stark saurer Lösung. Bei geeigneten Bedingungen können noch 10^{-5} bis 10^{-8} Mole Uran bestimmt werden.

Ein sehr empfindliches Nachweismittel ist auch die Kernspurplatte.

2.3 Isotopentrennung*)

Zusätzlich bzw. in abweichender Bedeutung verwendete Symbole:

A	Anreicherungsfaktor ohne Entnahme
a_p	Produktionsanreicherungsfaktor
d	Porenweite der Trennwände
F	Strom des Ausgangsmaterials
h	Theoretische Bodenhöhe
L, l	Materialdurchsatz (Stromstärke)
n	Molenbruch = Anzahl der Mole der einen Komponente eines Gemisches /Summe der Molzahlen aller Komponenten
P	Produktionsstrom
Q	Kolonnenquerschnitt
R_t	Korrektionsfaktor bei der Thermodiffusion
s	Anzahl der hintereinander zu schaltenden Trennelemente
$\mathcal{U}$	Mittlerer Rohrumfang beim Trennrohr
δU	Werterzeugung des Elements (Trennpotential)
V	Wertfunktion
W	Strom des Abfallmaterials
Z	Kolonnenlänge
α	Gleichgewichtskonstante bei Isotopenaustauschreaktionen, elementarer Trennfaktor
α^*	Thermodiffusionsfaktor
α_∞^*	Thermodiffusionsfaktor für starre elastische Kugeln
δ	Dicke der Trennwände
ε	Elementareffekt der Anreicherung
ζ	Spezifischer Aufwand
Θ	Abpumpverhältnis bzw. Abschälverhältnis
ϑ	Relative Isotopenausbeute
Λ	Trennlänge
ξ	Dimensionsloser Parameter der Trennrohrtheorie
σ	Spezifische Kolonnenbelastung
τ_0	Transportfaktor

2.31 Bedeutung der Isotopentrennung für die Kernenergiegewinnung

Wegen der großen kernphysikalischen Unterschiede der Isotope spielt die Isotopentrennung bei der Kernenergiegewinnung eine bedeutsame Rolle.

Wie in Abschnitt 1.4 bereits erwähnt wurde, zeichnet sich das im natürlichen Uran mit einer Häufigkeit von 0,72 % vorkommende U^{235} gegenüber dem im Überschuß vorhandenen U^{238} dadurch aus, daß es eine energieliefernde Kernspaltung nicht nur mit schnellen, sondern auch mit langsamen Neutronen ermöglicht. Da die beim Zerfall des Urankerns nachgebildeten Neutronen durch Zusammenstöße in kurzer Zeit die Mindestenergie zur Spaltung des U^{238} unterschreiten, beruht der energieliefernde Prozeß in Uranreaktoren überwiegend auf der Spaltung des leichten Isotops. Eine Anreicherung des U^{235} bringt daher viele Vorteile bei der Konstruktion von Kernreaktoren.

Auch die Trennung von H und D ist technisch wichtig, weil D_2O wegen seines kleinen Einfangquerschnitts für Neutronen wesentlich günstigere Eigenschaften als Kühl- und Neutronenbremsmittel in Kernreaktoren besitzt als H_2O.

*) Verfaßt von E. W. Becker, Marburg.

Eine Trennung der Lithiumisotope ist aus zwei Gründen von Bedeutung: Li^6 besitzt einen großen Wirkungsquerschnitt für Neutronen und ermöglicht eine der Reaktionen bei der thermischen Kernfusion, während Li^7 wegen seines kleinen Wirkungsquerschnitts in Verbindung mit den günstigen thermischen Eigenschaften des Lithiums ein ausgezeichnetes Kühlmittel für Hochleistungsreaktoren darstellt.

In Homogenreaktoren kann das verhältnismäßig schwer lösliche Uranylsulfat durch das besser lösliche Nitrat ersetzt und damit die Leistung des Reaktors gesteigert werden, wenn an Stelle des die Neutronen stark absorbierenden N^{14} das nur schwach absorbierende N^{15} eingeführt wird.

Eine gewisse Bedeutung hat die Trennung der in der Natur vorkommenden Isotope auch für Indikatorzwecke. Neben C^{13} und S^{34} interessieren vor allem N^{15} und O^{18}, da von den biologisch wichtigen Elementen Stickstoff und Sauerstoff keine geeigneten radioaktiven Isotope hergestellt werden können.

Der große Bedarf an schwerem Wasser und angereichertem U^{235} hat in den USA, England und der Sowjetunion in wenigen Jahren einen völlig neuen Industriezweig geschaffen. Gemessen am Energieverbrauch und an der Kapitalinvestierung stehen die entsprechenden Fabriken an der Spitze aller für die Herstellung eines speziellen Stoffes geschaffenen industriellen Einrichtungen.

Für eine zusammenfassende Darstellung der Isotopentrennung ist es erschwerend, daß die einzelnen Verfahren auf sehr verschiedenartigen Effekten beruhen und daß auch die Methoden zur Vervielfachung der elementaren Trennung keineswegs einheitlich sind. Da eine übergeordnete Theorie der Isotopentrennung aus diesem Grunde nicht sehr weit getrieben werden kann, wurde auf einen entsprechenden Abschnitt ganz verzichtet. Im folgenden wird zunächst ein Überblick über die heute bekannten Möglichkeiten zur Isotopentrennung in größerem Maßstab und ihre Hauptanwendungen gegeben. Die mit der Dimensionierung entsprechender Anlagen zusammenhängenden Probleme können dabei nur im Falle des chemischen Austauschverfahrens und des Trennrohrs gestreift werden. Im Anschluß daran werden die Verfahren zur Herstellung von schwerem Wasser sowie die Anreicherung des U^{235} nach dem Diffusionsverfahren ausführlicher behandelt. Der Abschnitt über schweres Wasser soll u. a. die Gesichtspunkte erläutern, die bei der Auswahl eines Verfahrens für einen speziellen Zweck maßgeblich sein können. Der Abschnitt über U^{235} zeigt die analytischen Methoden zur Untersuchung der Wirtschaftlichkeit eines Isotopentrennverfahrens.

2.32 Die verschiedenen Trennverfahren[1])

Als Grundlage für technische Isotopentrennprozesse kommen hauptsächlich die Unterschiede der Isotope und ihrer Verbindungen in 1. der Ablenkbarkeit ihrer Ionen in elektrischen und magnetischen Feldern, 2. den chemischen Eigenschaften, 3. den Dampfdrucken bzw. Verdampfungsgeschwindigkeiten, 4. den Diffusionseigenschaften, 5. der Sedimentation im Schwerefeld und 6. der elektrolytischen Abscheide- bzw. Wanderungsgeschwindigkeit in Frage. Während der erste Effekt im Prinzip eine vollständige Trennung in einem Arbeitsgang ermöglicht, müssen die übrigen zur Erzielung der gewünschten Konzentrationsverschiebung vervielfacht werden[2]).

2.321 Elektromagnetische Isotopentrennung

Das Prinzip eines magnetischen Isotopentrenners geht aus Fig. **229**.1 hervor. In einer Ionenquelle werden die isotopen Verbindungen im Gaszustand bei niedrigem

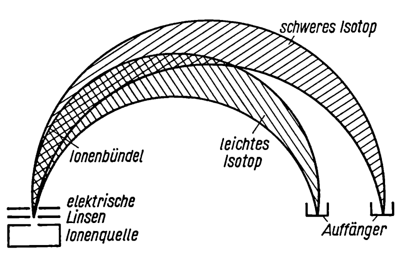
[1]) Vgl. Proceedings of the International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam 1957 Im folgenden abgekürzt mit ISIS 1957.

[2]) Vgl. Walcher, W., Erg. exakt. Naturwiss. **18** (1939), 155. — Cohen, K., The Theory of Isotope Separation as applied to the Large Scale Production of U^{235}, New York 1951.

Druck durch Elektronenstoß oder mit Hilfe einer elektrischen Entladung ionisiert. Ein elektrostatisches Linsensystem zieht die Ionen aus der Quelle heraus und beschleunigt sie mit einer Spannung von 10 bis 100 kV. Das schwach geöffnete Bündel der geladenen Teilchen läuft in einem senkrecht zur Zeichenebene stehenden Magnetfeld auf Kreisbahnen mit dem Radius

$$r = \frac{1}{B}\sqrt{2mU/e} \qquad (1)$$

(B Kraftflußdichte des Magnetfeldes, m Ionenmasse, U Beschleunigungsspannung, e Ionenladung). Dabei werden Ionensorten mit verschiedener Masse getrennt fokussiert. Mit Auffängern, die die Ionen entladen und die neutralen Teilchen festhalten, lassen sich die Isotope einzeln entnehmen.



229.1 Magnetische Isotopentrennung (Magnetfeld senkrecht zur Zeichenebene)

Die Produktionsleistung eines magnetischen Isotopentrenners wird durch die Raumladung der Ionenströme begrenzt, die die Abbildungseigenschaften und damit das Auflösungsvermögen beeinträchtigt. Da die mögliche Ionenstromstärke bei einem Verzicht auf hohes Auflösungsvermögen stark ansteigt, kann es zweckmäßig sein, die Anreicherung in zwei Stufen vorzunehmen. Dabei wird in einem Arbeitsgang mit geringer Auflösung und großem Materialdurchsatz zunächst eine Voranreicherung durchgeführt. Das aufgefangene Material wird dann in einem zweiten Arbeitsgang mit geringem Materialdurchsatz und hoher Auflösung einer Feintrennung unterworfen.

Für die praktische Anwendung des magnetischen Isotopentrenners ist es wesentlich, daß ein Teil der Raumladung durch Elektronen kompensiert werden kann, die sich im Ionenstrahl selber aus einem unter niedrigem Druck stehenden Restgas bilden. Da der Aufbau der Raumladungskompensation eine gewisse Zeit erfordert, ist es für die mit einem bestimmten Auflösungsvermögen erreichbare Strahlenintensität wesentlich, daß der Strahl möglichst wenig durch Hochfrequenzschwingungen, Coronaentladungen usw. gestört wird[1]).

Mit dem magnetischen Isotopentrenner können die Isotope fast aller Elemente entmischt werden. Die Produktionsströme liegen allerdings, selbst bei Geräten mit sehr großen und außerordentlich teuren Magneten, nur in der Größenordnung von 1 bis 100 g/Tag. Als „Calutron" bezeichnete magnetische Isotopentrenner wurden am Ende des zweiten Weltkriegs in Oak Ridge, USA, in großer Zahl zur Gewinnung von reinem U^{235} für militärische Zwecke eingesetzt[2]). Die Anreicherung wurde dabei in zwei Stufen durchgeführt. Der größte Teil dieser Geräte ist inzwischen stillgelegt worden, da das Diffusionsverfahren (s. unten) für die Trennung der Uranisotope wesentlich wirtschaftlicher ist. Sechs Calutrons arbeiten seit 1946 in Oak Ridge an der Trennung von mehr als 200 stabilen Isotopen von 46 chemischen Elementen, die von der amerikanischen Atomenergiekommission für wissenschaftliche Zwecke abgegeben bzw. verliehen werden[3]).

Ein für präparative Trennungen geeignetes Massenspektrometer, das ausschließlich mit elektrischen Feldern arbeitet, haben Paul und Steinwedel beschrieben[4]).

---

[1]) Smith, M. L., Electromagnetically enriched isotopes and mass spectrometers; London 1956. Koch, J., Dawton, R., Smith, M. L., and Walcher, W., Electromagnetic isotope separators and application of electromagnetically enriched isotopes; Amsterdam 1958.
[2]) Smyth, H. D., Atomenergie und ihre Verwertung im Kriege, Basel 1947.
[3]) Vgl. Bericht v. J. Kistemaker, Physikertagung Wiesbaden, Mosbach/Bad. 1956, S. 63ff.
[4]) Paul, W., u. Steinwedel, H., Z. Naturf. **8a** (1953), 448.

2.322 Chemische Isotopentrennung

Obwohl Isotope und deren Verbindungen gleiche Elektronenhüllen besitzen, sind sie chemisch nicht völlig identisch. Sowohl die Lage des Gleichgewichts als auch die Geschwindigkeit einer Reaktion hängen von der Isotopie ab. Der erste und ein Teil des zweiten Effekts beruhen auf der Quantenstruktur der energetischen Freiheitsgrade, insbesondere auf der Massenabhängigkeit der Nullpunktsenergie. Der zweite enthält noch einen klassischen Anteil, der sich aus der verschiedenen thermischen Beweglichkeit der leichten und schweren Komponenten ergibt. Für die technische Isotopentrennung kommt bisher allein der Gleichgewichtseffekt in Frage, da die in jedem Fall erforderliche Vervielfachung des Elementareffekts bei der kinetischen Isotopieverschiebung zu große Schwierigkeiten bereitet.

Einfluß der Isotopie auf die Lage eines chemischen Gleichgewichts. Um den Einfluß der Isotopie auf die Lage des Gleichgewichts näher zu erläutern, betrachten wir die formelle Reaktion

$$A + BC \rightleftarrows AB + C, \tag{2}$$

bei der der Reaktionspartner B in den isotopen Formen B_S und B_1 vorkommen möge. Für die Reaktionen mit den isotopen Verbindungen gelten dann die getrennten Gleichgewichtskonstanten

$$\frac{[AB_S]\,[C]}{[A]\,[B_SC]} = \alpha_S; \qquad \frac{[AB_1]\,[C]}{[A]\,[B_1C]} = \alpha_1, \tag{3}$$

230.1 Experimentell bestimmte und theoretisch berechnete Gleichgewichtskonstanten α einiger Isotopenaustauschreaktionen[1])

Reaktion	T °K	α exp.	α ber.
$^1/_2CO_2^{16} + H_2O^{18}$(liq.) $= {}^1/_2CO_2^{18} + H_2O^{16}$(liq).	273	1,046	1,044
$N^{15}H_3 + N^{14}H_4{}^+ = N^{14}H_3 + N^{15}H_4{}^+$	298	1,034 ± 0,002	1,035
$N^{15}H_3 + N^{14}H_3$(aq.) $= N^{14}H_3 + N^{15}H_3$(aq.)	298	1,006 ± 0,002	—
$N^{15}O + HN^{14}O_3 = N^{14}O + HN^{15}O_3$	~295	1,055	—
$HC^{12}N + C^{13}N^- = HC^{13}N + C^{12}N^-$	295	ca. 1,026	1,030
$HCN^{14} + CN^{15-} = HCN^{15} + CN^{14-}$	295	wenig unter 1	1,002
$C^{12}O_3{}^= + C^{13}O_2 = C^{13}O_3{}^= + C^{12}O_2$	273	1,017	1,016
$^1/_3CO_3^{16=} + H_2O^{18} = {}^1/_3CO_3^{18=} + H_2O^{16}$	273	1,036	1,033
$HC^{12}O_3{}^- + C^{13}O_2 = HC^{13}O_3{}^- + C^{12}O_2$	298	> 1,014	—
$S^{34}O_2 + HS^{32}O_3{}^- = S^{32}O_2 + HS^{34}O_3{}^-$	298	1,019 ± 0,002	—
$S^{36}O_2 + HS^{32}O_3{}^- = S^{32}O_2 + HS^{36}O_3{}^-$	298	1,043 ± 0,004	—
Li^7-Zeolith $+ Li^{6+} = Li^6$-Zeolith $+ Li^{7+}$	295	1,022	—
Li^7(amal.) $+ Li^6Cl = Li^6$(amal.) $+ Li^7Cl$	295	1,025	—
$HD + H_2O = H_2 + HDO$	293	3,2	3,81
$HD + H_2O = H_2 + HDO$	800	1,28	1,36
$HT + H_2O = H_2 + HTO$	273	7,74	7,64
$HT + H_2O = H_2 + HTO$	298	6,26	6,19
$HT + H_2O = H_2 + HTO$	400	3,52	3,46
$HT + H_2O = H_2 + HTO$	500	2,55	2,47
$HT + H_2O = H_2 + HTO$	600	2,08	1,99

[1]) Urey, H. C., J. Chem. Soc. (1947), 562. Dort findet man auch die Literaturzitate der experimentellen Arbeiten. Wegen der Reaktion zwischen NO und HNO_3 vgl. Taylor, T.I., u. Spindel, W., ISIS 1957.

aus denen man durch Division erhält

$$\frac{[AB_s]\,[B_1C]}{[AB_1]\,[B_sC]} = \frac{\alpha_s}{\alpha_1} = \alpha. \tag{4}$$

Die Aussage, daß die Lage des Gleichgewichts (2) von der Isotopie des Partners B abhängt, ist also gleichbedeutend mit der Feststellung, daß die Gleichgewichtskonstante α der Isotopenaustauschreaktion

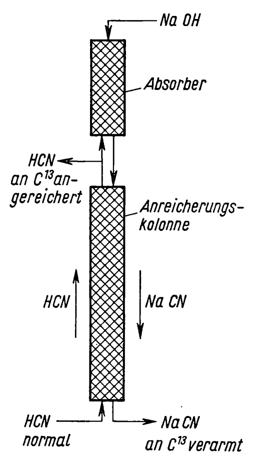
$$AB_1 + B_sC \rightleftarrows AB_s + B_1C \tag{5}$$

von 1 verschieden ist.

Nach den Regeln der statistischen Thermodynamik kann das Konzentrationsverhältnis in Gl. (4) durch das Verhältnis der Zustandssummen der einzelnen Molekeln ersetzt werden[1]). Da diese aus quantenmechanischen Gründen von den Massen, Trägheitsmomenten und Eigenfrequenzen abhängen, ist der Einfluß der Isotopie formal verständlich.

Das Verhältnis der Zustandssummen isotoper Verbindungen läßt sich i. allg. auf Ausdrücke reduzieren, die nur noch die Eigenfrequenzen enthalten[2]). Sind diese z. B. aus spektroskopischen Daten bekannt, so kann der Einfluß der Isotopie auf die Lage des Gleichgewichts verhältnismäßig genau vorausberechnet werden. Bei Urey[3]) sind die theoretisch gewonnenen Gleichgewichtskonstanten der Isotopenaustauschreaktionen zwischen einer großen Zahl von Verbindungen der Elemente H, Li, B, C, N, O, Cl, Br, J zusammengestellt. Tab. **230.1** zeigt diejenigen Fälle, in denen auch experimentelle Werte vorliegen. Man bemerkt, daß die Abweichungen der Gleichgewichtskonstanten von 1 meistens in der Größenordnung einiger Prozente liegen. Nur bei den Wasserstoffisotopen ergeben sich, wegen der großen relativen Massendifferenzen, wesentlich stärkere Isotopieverschiebungen.

Aus den letzten Zeilen der Tab. **230.1** geht hervor, daß der Gleichgewichtseffekt mit steigender Temperatur stark abnimmt, was auf Grund seiner quantenmechanischen Ursache verständlich ist.



231.1 Beispiel für die Vervielfachung des Elementareffekts beim chemischen Austauschverfahren: Anreicherung des schweren Kohlenstoffisotops C^{13} durch chemischen Austausch zwischen gasförmiger Blausäure und wässeriger NaCN-Lösung

Vervielfachung des Elementareffekts bei der chemischen Isotopentrennung. Zur Erzielung einer praktisch brauchbaren Trennung muß der Elementareffekt in einer Gegenstromanordnung vervielfacht werden.

Das Prinzip des „chemischen Austauschverfahrens" ist in Fig. **231.1** am Beispiel der C^{13}-Anreicherung erläutert, bei der die Austauschreaktion zwischen gasförmiger Blausäure und einer wässerigen NaCN-Lösung benutzt wird, die zu einer Anreicherung des schweren Kohlenstoffisotops in der Gasphase führt[4]). (Vgl. Tab. **230.1**.) Blausäure mit natürlicher Isotopenzusammensetzung wird mit einer Stromstärke l (mol/Zeiteinheit) von unten in eine Füllkörpersäule eingeblasen und am oberen Ende der Kolonne in einem Absorber durch Natronlauge in NaCN überführt. Die NaCN-Lösung läuft im Gegenstrom zur gasförmigen Blausäure über die Füllkörper nach unten,

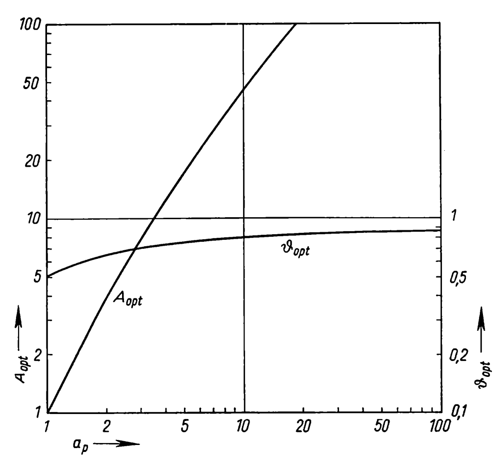
1) Vgl. z. B. Mayer, J., u. Mayer, M., Statistical Mechanics, New York 1940.
2) Waldmann, L., Naturwiss. **31** (1943), 205. — Bigeleisen, J., u. Goeppert-Mayer, M., J. Chem. Phys. **15** (1947), 261; vgl. auch den Vortrag von J. Bigeleisen, ISIS 1957.
3) Urey, H. C., J. Chem. Soc. (1947), 562.
4) Hutchinson, C. A., Stewart, D. W., u. Urey, H. C., J. Chem. Phys. **8** (1940), 532. Vgl. auch Becker, E. W., Bier, K., Scholz, S., u. Vogell, W., Z. Naturf. **7a** (1952), 664.

wobei sich die elementare Isotopenverschiebung rektifikationsartig vervielfacht. Da das schwere Kohlenstoffisotop bevorzugt in der Gasphase vorhanden ist, reichert es sich am oberen Ende der Kolonne an.

Bezeichnet man den Molenbruch des anzureichernden Isotops an den Kolonnenenden mit n_1 und n_2, so ergibt sich für den Anreicherungsfaktor A im stationären Zustand ohne Entnahme bei Einführung der Höhe h eines theoretischen Bodens, der Trennlänge Λ und der Kolonnenlänge Z

$$A = \frac{n_2(1 - n_1)}{n_1(1 - n_2)} = \alpha^{Z/h} = e^{Z/\Lambda} \approx e^{Z(\alpha - 1)/h} \quad \text{für } (\alpha - 1) \ll 1. \tag{6}$$

Die Trennlänge Λ, die in der Theorie neben der Bodenhöhe h benutzt wird, gibt nach Gl. (6) die Länge des Rohrstücks an, längs dessen sich ein Anreicherungsfaktor $A = e$ einstellt. Zur Produktion von angereichertem Material wird zwischen dem oberen Kolonnenende und dem Absorber ein Blausäurestrom P (mol/Zeiteinheit) entnommen. Der Anreicherungsfaktor sinkt dadurch auf einen Wert a_p, der mit steigendem Entnahmeverhältnis P/l asymptotisch gegen 1 geht.



232.1 Die Optimalwerte für die relative Isotopenausbeute ϑ und den Anreicherungsfaktor A im stationären Zustand ohne Entnahme in Abhängigkeit vom Produktionsanreicherungsfaktor a_p

Das günstigste Entnahmeverhältnis hängt davon ab, welcher Gesichtspunkt bei der Planung der Anlage im Vordergrund steht. Beispielsweise kann P/l so gewählt werden, daß das Kolonnenvolumen minimal wird, das zur Lösung einer bestimmten, durch P und a_p vorgegebenen Trennaufgabe erforderlich ist[1]). Das Ergebnis einer entsprechenden Berechnung[2]) ist in Fig. **232.1** wiedergegeben. Danach ist jedem Produktanreicherungsfaktor a_p zunächst eine optimale „relative Isotopenausbeute"

$$\vartheta = \frac{\text{in anger. Form entnommener Isotopenstrom}}{\text{maxim. Isotopentransport am Kolonnenfuß}} = \frac{P(n_p - n_0)}{l\, n_0(1 - n_0)\,(\alpha - 1)/\alpha} \tag{7}$$

zugeordnet. (n_p Produktionsmolenbruch, n_0 Ausgangsmolenbruch.) Da P, n_p und n_0 durch die Trennaufgabe vorgegeben sind, liegt mit der für das gewünschte a_p aus Fig. **232.1** entnommenen optimalen Isotopenausbeute der Kolonnendurchsatz l fest. Er liefert mit der spezifischen Kolonnenbelastung $\sigma = l/Q$ den erforderlichen Kolonnenquerschnitt Q. Die erforderliche Kolonnenlänge Z ergibt sich dadurch, daß nach Fig. **232.1** jedem Produktanreicherungsfaktor a_p ein optimaler Anreicherungsfaktor ohne Entnahme A zugeordnet ist. Er führt mit der empirisch bestimmten Trennlänge Λ und Gl. (6) zu der gesuchten Größe Z.

Auch die günstigsten Betriebsbedingungen, wie Temperatur, Druck, spezifische Kolonnenbelastung usw., hängen davon ab, welche Gesichtspunkte bei der Planung der

[1]) Dieser Gesichtspunkt spielt z. B. bei der Herstellung von schwerem Wasser durch Austausch von Wasserstoff und Wasser eine dominierende Rolle, da der Kapitaldienst für die mit einem Katalysator gefüllten Kolonnen einen wesentlichen Teil der laufenden Kosten ausmacht.

[2]) Marchetti, C., Z. Naturf. **9a** (1954), 1012.

Anlage im Vordergrund stehen. Wenn speziell wieder das Kolonnenvolumen interessiert, ergeben sich die günstigsten Betriebsbedingungen auf Grund der Forderung, daß das Verhältnis aus dem Kolonnenvolumen pro Trennlänge und dem „Transportfaktor“

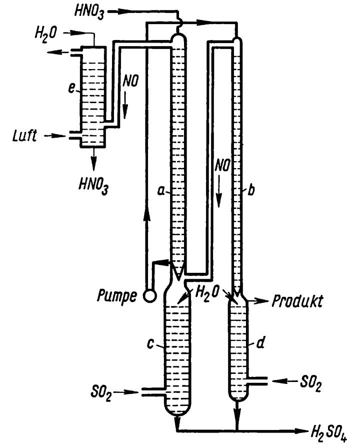
$$\tau_0 = l(\alpha - 1)/\alpha \qquad (8)$$

minimal sein soll. Damit lautet die Optimalbedingung[1])

$$\Lambda Q/\tau_0 = \Lambda\, \alpha/\sigma(\alpha - 1) \quad \text{minimal.} \qquad (9)$$

Das Problem läßt sich nur empirisch lösen, wobei mit einer Testkolonne die Betriebsbedingungen aufzusuchen sind, die die Minimalforderung Gl. (9) erfüllen[2]).

Der maximale Isotopentransport durch einen beliebigen Querschnitt der Kolonne ist für kleine Werte des Molenbruchs n proportional zu $l \cdot n$. Er nimmt also mit steigender Anreicherung zu. Da am Kopf der Kolonne jedoch nicht mehr Isotop in angereicherter Form entnommen werden kann als unten eingefördert wird, kann der Materialdurchsatz l und damit der Kolonnenquerschnitt Q durch teilweises Rückwaschen der Blausäure mit Natronlauge der steigenden Isotopenkonzentration entsprechend verkleinert werden. Durch diese „Staffelung“ der Kolonnen wird neben einer Verminderung der Investierungs- und Betriebskosten vor allem eine erhebliche Verkürzung der Anlaufzeit erreicht.



233.1 Die Anreicherung des schweren Stickstoffisotops N^{15} durch chemischen Austausch zwischen gasförmigem Stickoxyd und wässeriger HNO_3-Lösung. — Nach Spindel, W., u. Taylor, T. I., J. Chem. Phys. **24** (1956), 626.

Wenn sich das gewünschte Isotop statt in der Gasphase in der flüssigen Phase anreichert, muß das Ausgangsmaterial als flüssige Phase am Kopf der Kolonne zugeführt werden. Am Kolonnenfuß ist dann durch eine quantitativ verlaufende chemische Reaktion die Gasphase aus der flüssigen Phase zu erzeugen. Das Prinzip soll am Beispiel der mit NO und HNO_3 arbeitenden N^{15}-Anreicherung erläutert werden[3]). Das Verfahren ist technisch besonders interessant, da es einen verhältnismäßig großen Elementareffekt besitzt (vgl. Tab. **230.1**) und da die Phasenumkehr nach der Gleichung

$$2\,HNO_3 + 3\,SO_2 + 2\,H_2O \rightleftarrows 3\,H_2SO_4 + 2\,NO \qquad (10)$$

in wirtschaftlicher Weise mit der Schwefelsäure-Erzeugung gekoppelt werden kann.

Eine von Taylor und Spindel beschriebene Pilot-Anlage[4]) (vgl. Fig. **233.1**) besteht aus zwei hintereinandergeschalteten Füllkörperkolonnen a und b von 5,2 m Länge u. 2,5 cm Durchmesser bzw. 5,5 m Länge u. 0,9 cm Durchmesser. Der Gegenstrom zwischen NO und einer 10 mol HNO_3-Lösung wird bei 25 °C unter einem Druck von 1,9 at durchgeführt. Am unteren Ende jeder Stufe wird in kürzeren mit Wasser gekühlten Rektifizierkolonnen c und d die Salpetersäure durch Einleiten von Schwefel-

[1]) Bier, K., Chem. Ing. Techn. **10** (1956), 625, Anm. 19.

[2]) Becker, E. W., u. Bier, K., Z. Naturf. **7a** (1952), 651. In dieser Arbeit werden die günstigsten Betriebsbedingungen für die C^{13}-Anreicherung auf Grund eines etwas anderen Optimalprinzips experimentell bestimmt.

[3]) Taylor, T. I., u. Spindel, W., ISIS 1957. Wegen der mit der Dimensionierung entsprechender Anlagen zusammenhängenden Probleme vgl. den Vortrag von Garett, G. A., u. Shacter, I., ISIS 1957.

[4]) Spindel, W., u. Taylor, T. I., J. Chem. Phys. **24** (1956), 626; **23** (1955), 981.

dioxyd nach Gl. (10) in Stickstoff überführt. Das am oberen Ende der ersten Stufe austretende Gas wird durch Luftsauerstoff oxydiert und in einer Absorptionskolonne *e* von Wasser aufgenommen. Die als Ausgangsmaterial für die N^{15}-Anreicherung verwendete Salpetersäure kann so für chemische Zwecke zurückgewonnen werden. Die Anlage liefert pro Tag 0,6 g Stickstoff mit einem N^{15}-Gehalt über 99,5°/₀ (natürlicher Gehalt 0,38°/₀).

Bei der geschilderten Arbeitsweise wird, ebenso wie bei der in Fig. **231.1** dargestellten C^{13}-Anreicherung, weniger als der Bruchteil $\alpha - 1$ des mit dem Ausgangsmaterial eingebrachten Isotops in die angereicherte Form überführt. Der entsprechend große Materialverbrauch ist im allgemeinen nur tragbar, wenn der chemische Wert des von der Anlage zurückgelieferten Produkts den des Ausgangsmaterials nahezu erreicht oder übersteigt. Andernfalls ist durch eine Abstreifkolonne für eine höhere Ausnutzung des Isotopengehalts zu sorgen. Die mit Abstreifsystemen zusammenhängenden Fragen werden in Abschnitt 2.341 behandelt.

234.1 Dampfdruckverhältnisse

Stoffpaar	T °K	Dampfdruck-Verhältnis p_{leicht}/p_{schwer}	Zitat
H_2/HD	23	1,60	[2]
H_2O/HDO	273,2	1,12	[1]
	293,2	1,074	[1]
	313,2	1,059	[1]
	333,2	1,046	[1]
	353,2	1,035	[1]
	373,2	1,026	[1]
NH_3/ND_3	330,3	1,11	[3]
H_2O/D_2O	373,2	1,052	[1]
$B^{10}F_3/B^{11}F_3$	≈ 173	0,993	[4]
$C^{12}H_4/C^{13}H_4$	90,2	1,005	[5] [6]
	156,2	1,003	[5] [6]
$C^{12}O/C^{13}O$	68,2	1,011	[5] [6]
	81,2	1,0069	[5] [6]
CO^{16}/CO^{18}	68,2	1,0081	[5]
	81,2	1,0050	[5]
$O^{16}O^{16}/O^{16}O^{18}$	90,2	1,0054	[5]

Das chemische Isotopentrennverfahren wird zur Anreicherung von C^{13} und N^{15} sowie vor allem zur Herstellung von schwerem Wasser verwendet (vgl. Abschn. 2.33).

2.323 Isotopentrennung durch Destillation

Gleichgewichtsdestillation. Neben dem chemischen Unterschied zeigen isotope Verbindungen meist auch einen geringfügigen Dampfdruckunterschied. Der Effekt beruht auf der Massenabhängigkeit der Gitterschwingungen in der flüssigen Phase und auf einer Veränderung der inneren Freiheitsgrade der gelösten Molekel durch die starken zwischenmolekularen Kräfte im flüssigen Zustand. Bei Molekeln mit Ultrarotabsorption kommt dazu noch eine Massen-Abhängigkeit der van der Waals-Kräfte[7]. Da die einzelnen Effekte zum Teil verschiedenes Vorzeichen haben und sich in der Temperaturabhängigkeit unterscheiden, kann die resultierende Dampfdruckdifferenz bei einer Temperaturänderung das Vorzeichen wechseln. Während die chemischen Unterschiede isotoper Verbindungen verhältnismäßig genau auf Grund spektroskopischer Daten vorausberechnet wer-

[1] Kirshenbaum, J., Physical Properties and Analysis of Heavy Water, S. 25ff., New York 1951. Dort findet man die Literaturzitate der einzelnen Arbeiten.
[2] Hydrocarbon Research Inc., Report NYO-889 USAEC, 15. März 1951.
[3] Kirshenbaum, J., u. Urey, H. C., J. Chem. Phys. **10** (1942), 706.
[4] Mühlenpfordt, I., Kronberger, H., u. Nettley, P. T., ISIS 1957.
[5] John, T. F., ISIS 1957.
[6] Groth, W., Ihle, H., Murrenhoff, A., Z. Naturf. **9a** (1954), 805.
[7] Baertschi, P., u. Kuhn, W., ISIS 1957.

den können (vgl. 2.322), ist man bei den Dampfdruckunterschieden auf eine empirische Bestimmung angewiesen. Tab. **234.1** zeigt das Ergebnis einiger Messungen.

Zur Erzielung einer praktisch brauchbaren Entmischung wird der Elementareffekt, wie bei der chemischen Trennung, in einer Gegenstromkolonne vervielfacht. An die Stelle der chemischen Phasenumkehr tritt dabei die Verdampfung. Für die Bestimmung des günstigsten Entnahmeverhältnisses und für die Festlegung der optimalen Betriebsbedingungen gelten grundsätzlich dieselben Überlegungen wie beim chemischen Austauschverfahren. In der Theorie ist dabei die Gleichgewichtskonstante α durch das in Tab. **234.1** wiedergegebene Dampfdruckverhältnis zu ersetzen.

Der für die Trennbarkeit der Isotope maßgebliche Elementareffekt $(\alpha - 1)/\alpha$ ist bei der Gleichgewichtsdestillation meist erheblich kleiner als beim chemischen Austauschverfahren. Dafür entfallen aber die mit der chemischen Phasenumkehr verbundenen Schwierigkeiten, und es können keine Hemmungen des Isotopenaustausches zwischen den in verschiedenen Phasen befindlichen Substanzen auftreten.

Während die in den USA zur Herstellung von schwerem Wasser in technischem Maßstab durchgeführte Wasserdestillation als unwirtschaftlich wieder aufgegeben wurde, befindet sich eine Anlage zur Destillation von flüssigem Wasserstoff bei den Farbwerken Hoechst im Bau (vgl. 2.334).

Eine gewisse Bedeutung hat die Destillation von Wasser für die Anreicherung der schweren Sauerstoffisotope. Von Dostrovsky und Raviv[1]) wurde eine aus 5 Anreicherungs- und einer Abstreifstufe bestehende Wasserdestillationsanlage errichtet. Die Stufen bestehen aus 9 m langen Kupferrohren von 15 bis 2 cm Durchmesser, die mit Drahtfüllkörpern beschickt sind (Dixon-Typ). In den unteren Stufen sind zur Vergrößerung des Durchsatzes mehrere Rohre parallel geschaltet. Der Druck am unteren Ende der Kolonnen beträgt 260 Torr, der Druckabfall in einer Stufe 130 Torr. Die Anlage produziert pro Tag 1 g Wasser mit 65% O^{18} und 1,5% O^{17} (natürliche Häufigkeiten: $O^{18} = 0{,}204\%$, $O^{17} = 0{,}037\%$).

Die Tieftemperaturdestillation von BF_3 wird von J. Mühlenpfordt und Mitarbeitern sowie von H. Kronberger und P. T. Nettley zur Anreicherung des leichten Borisotops B^{10} verwendet[2]). Mit vakuumisolierten Kolonnen von 12 bzw. 34 m Länge, die bei etwa − 100 °C arbeiten, werden Produktionskonzentrationen von 83 bzw. 95% B^{10} erreicht. Die Produktionsströme liegen bei einem Kolonnendurchmesser von etwa 5 cm in der Größenordnung von einigen kg BF_3/Jahr.

Eine halbtechnische Anlage zur gemeinsamen Anreicherung von C^{13} und O^{18} durch Tieftemperaturdestillation von CO haben T. F. Johns und H. London[3]) beschrieben.

Austauschdestillation. Bestimmte Stoffpaare, wie z. B. BF_3/Äther, bilden im flüssigen Zustand relativ feste Komplexe, die beim Verdampfen weitgehend dissoziieren. Durch die Verbindungsbildung werden die thermodynamischen Eigenschaften der isotopen Molekeln in der flüssigen Phase gegenüber denen der Gasphase im allgemeinen stärker verändert als durch eine normale Kondensation. Die Komplexverbindungen zeigen daher gewöhnlich eine merklich größere Isotopieverschiebung zwischen den Phasen als die reinen Stoffe.

Bei der als Austauschdestillation bezeichneten Vervielfachung des Elementareffekts werden normale Rektifikationskolonnen benutzt, bei denen die Phasenumkehr durch Verdampfen erfolgt. Die Austauschdestillation ist hauptsächlich für die Trennung der Borisotope von Interesse, die mit Komplexen aus BF_3 und Äthyläther, Wasser

[1]) Dostrovsky, I., Raviv, R., ISIS 1957.
[2]) Mühlenpfordt, J., Kronberger, H., Nettley, P. T., ISIS 1957. Das leichte Borisotop reichert sich in der flüssigen Phase an (vgl. Tab. **234.1**).
[3]) Johns, T. F., London, H., AERE Report G/R. 661, Harwell, England, 1951.

oder Anisol durchgeführt wird[1]). Der Elementareffekt beträgt in allen Fällen etwa 3%, wobei sich das leichte Isotop in der flüssigen Phase anreichert. Mit einer Kolonne von 5 m Länge und einem größten Durchmesser von 3,8 cm können beispielsweise bei Verwendung des Äthylätherkomplexes pro Jahr 280 g B^{10} in einer Konzentration über 96% erzeugt werden.

Molekulardestillation. Bei der Isotopentrennung durch Molekulardestillation wird der relative Unterschied in den Verdampfungsgeschwindigkeiten isotoper Verbindungen ausgenützt. Er ist meist bedeutend größer als der relative Unterschied in den Dampfdrucken.

Bezeichnet man das Verhältnis der Verdampfungsgeschwindigkeiten mit α, so ergibt sich als Elementareffekt der Trennung $(\alpha - 1)/\alpha$ für die Molekulardestillation von metallischem Li^6 und Li^7 beispielsweise $0{,}07 \pm 0{,}01$, während bei der Gleichgewichtsdestillation der Elementareffekt unter 0,004 liegt[2]). Ein wesentlicher Nachteil der Molekulardestillation besteht jedoch darin, daß die Erzeugung und Aufrechterhaltung der elementaren Trennung zwangsläufig mit einem Energiestrom verbunden ist. Im Gegensatz zum chemischen Austauschverfahren und den bisher besprochenen Destillationsprozessen gehört die Molekulardestillation damit zu den sogenannten „irreversiblen" Isotopentrennverfahren, deren Gesamtenergieverbrauch im allgemeinen bedeutend größer ist, als der der reversiblen[3]).

Die Molekulardestillation ist u. a. von Trauger u. Mitarb.[2]) zur Anreicherung der Li-Isotope im halbtechnischen Maßstab benutzt worden. Die Anlage besteht aus acht Destillationsstufen, die in einem gemeinsamen flachen Trog von 0,6 m Breite und 5 m Länge nebeneinander angeordnet sind. In diesem Trog wird das Lithium aus einer ungefähr 2 cm hohen Schicht bei 530 °C bis 630 °C bzw. Dampfdrucken von 10^{-2} bis $2 \cdot 10^{-1}$ Torr molekular verdampft und bei $\approx$ 400 °C auf einer, in geringer Höhe über dem Trog angebrachten Deckplatte kondensiert. Der Restgasdruck wird durch eine Diffusionspumpe kleiner als 10^{-4} Torr gehalten. Die Verdampfungsrate beträgt 0,11 $g/h \cdot cm^2$ bei 530 °C bzw. 0,69 $g/h \cdot cm^2$ bei 630 °C; das entspricht für einen 0,6 m · 0,6 m großen Destillations-„Boden" einem Durchsatz von 0,4 kg/h bzw. 2,5 kg/h. Dazu ist je nach dem Durchsatz eine Heizleistung von 3,5 bis 20 kW je Boden erforderlich. Auf der dachförmigen, schwach geneigten Deckplatte fließt das kondensierte Lithium auf Grund der Schwerkraft nach außen, wird dort in schmalen Rinnen gesammelt und in den „Sumpf" der nächsten Stufe weitergeleitet. Dort vermischt es sich mit dem zu destillierenden Material dieser Stufe und fließt um niedrige Wehre herum, die abwechselnd von beiden Seiten in den „Boden" hineinragen, in die vorhergehende Stufe zurück. Dadurch kommt ohne äußere Hilfsmittel ein kontinuierlicher Gegenstrom von Destillat und Destilland zustande. Der Anreicherungsfaktor der Anlage beträgt ohne Entnahme etwa 1,5.

2.324 Isotopentrennung durch Diffusionsprozesse

Diffusionsprozesse sind stets irreversibel. Sie kommen daher für die technische Isotopentrennung im allgemeinen nur in Betracht, wenn keine geeigneten reversiblen Verfahren zur Verfügung stehen (vgl. 2.323). Da dies aber gerade bei den Uranisotopen

---

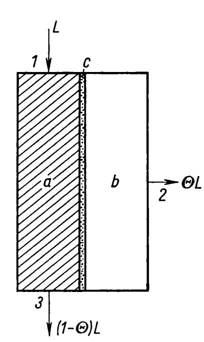
[1]) Vgl. die Vorträge von Holmberg, K. E., McIlroy, R. W., Ribnikar, S., u. Drury, J. S., ISIS 1957.

[2]) Trauger, D. B., Keyes, J. J. Jr., Kuipers, G. A., u. Lang, D. M., ISIS 1957.

[3]) Bei den obengenannten reversiblen Isotopentrennprozessen ist der Energieverbrauch hauptsächlich durch die Phasenumkehr bedingt. Bei anderen kann ein erheblicher Energieverbrauch durch sekundäre, d. h. mit dem Trennvorgang nicht unmittelbar zusammenhängende Effekte verursacht werden (z. B. Lagerreibung bei der Zentrifuge, vgl. 2.326). Wegen des thermodynamischen Wirkungsgrades von Isotopentrennverfahren vgl. Dickel, G., Z. phys. Chem. **197** (1951), 197.

der Fall ist, sind die auf Diffusionsvorgängen beruhenden Trennverfahren trotz ihres hohen spezifischen Energieverbrauchs technisch besonders interessant.

Trennwanddiffusion[1]. In einem äquimolaren Gemisch zweier Gase mit den Molekelmassen $m_s > m_l$ trifft die leichte Komponente wegen ihrer größeren mittleren Molekulargeschwindigkeit um den Faktor $\sqrt{m_s/m_l}$ häufiger auf die das Gemisch begrenzende Wand auf als die schwere. Ist die Wand mit Löchern versehen, deren Durchmesser klein sind gegen die mittlere gaskinetische freie Weglänge des Gemisches, und wird der Raum jenseits der Wand evakuiert, so ist die Stromdichte des leichten Gases durch die Wand hindurch um eben diesen Faktor größer als die des schweren[2]. Der Effekt ist die Grundlage des sogenannten 1. Hertzschen Isotopentrennverfahrens[3].



237.1 Schema des Trennelements beim Trennwanddiffusionsverfahren

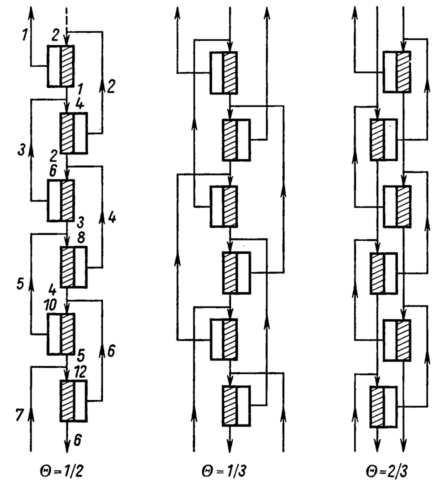
Das Trennelement ist in Fig. 237.1 schematisch dargestellt: Ein Raum a ist von einem Raum b durch eine poröse Wand c getrennt. Bei 1 strömt das gasförmige Isotopengemisch mit der Stromstärke L (mol/Zeiteinheit) in a ein, von dem der Bruchteil Θ durch die poröse Wand hindurchtritt, um bei 2 abgesaugt zu werden. Der verbleibende Strom $(1 - \Theta) L$ verläßt das Trennelement an der Stelle 3. Bei einer sehr flachen Kammer a, deren Ausdehnung senkrecht zur Wand im Vergleich zur Entfernung 1—3 vernachlässigt werden kann, ergibt sich als Elementareffekt der Anreicherung im Fall $(m_s - m_l)/m_l \ll 1$

$$\varepsilon \equiv \frac{n_2(1-n_1)}{n_1(1-n_2)} - 1 = (\sqrt{m_s/m_l} - 1)(1 - p_b/p_a) \times \frac{1-\Theta}{\Theta} \ln \frac{1}{1-\Theta}. \qquad (11)$$

Darin bedeutet n den Molenbruch der leichten Komponente und p_a bzw. p_b den Gasdruck in den Räumen a und b. Wenn sowohl das Abpumpverhältnis Θ als auch das Druckverhältnis p_b/p_a gleich Null sind, erhält man den Maximalwert

$$\varepsilon_{\max} = \sqrt{m_s/m_l - 1}. \qquad (12)$$

Die elementare Konzentrationsverschiebung muß durch Hintereinanderschalten einer großen Zahl von Trennelementen in einer Trennkaskade vervielfacht werden. Für die Zusammenschaltung der Elemente gibt es eine Reihe von Möglichkeiten, von denen Fig. 237.2 drei Beispiele zeigt. Da die sich vermischenden Teilströme



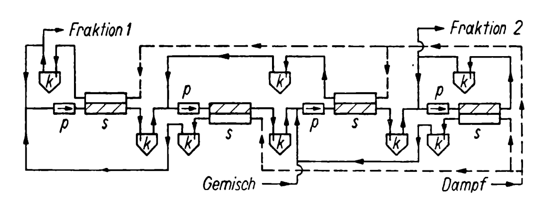
237.2 Zusammenschaltung der Trennelemente in einer idealen Kaskade bei verschiedenen Abpumpverhältnissen Θ. Wegen der bei $\Theta = 1/2$ angeschriebenen Zahlen vgl. 2.343 über den Aufbau der Kaskade

[1] Wird in der angelsächsischen Literatur „gaseous diffusion" genannt.
[2] Wenn die Durchmesser der Löcher groß gegen die freie Weglänge sind, ergibt sich statt der molekularen eine viskose Strömung, die zu keiner Trennung führt.
[3] Hertz, G., Z. Phys. **79** (1932), 108.

gleiche Isotopenzusammensetzung haben sollen („ideale Kaskade"), ist mit jeder Schaltung ein bestimmtes Abpumpverhältnis Θ verbunden, das in den gewählten Beispielen 1/3, 1/2 und 2/3 beträgt. Die Frage nach der günstigsten Schaltung und damit nach dem günstigsten Abpumpverhältnis läßt sich nur im Rahmen einer allgemeineren Optimalbetrachtung beantworten, wie sie in 2.34 durchgeführt wird.

Die bisher einzige, jedoch außerordentlich wichtige technische Anwendung des Trennwanddiffusionsverfahrens ist die in 2.34 ausführlich behandelte Anreicherung des U^{235}.

Fremdgasdiffusion[1]). Die feinporigen Wände und die Kompressoren zum wiederholten Verdichten der Gasströme werden vermieden, wenn das Isotopengemisch statt ins Vakuum in ein durch Kondensation abtrennbares Hilfsgas diffundiert. Dazu wird das zu zerlegende Gemisch nach Fig. **238.**1 durch Zirkulationspumpen *p* in Trennelemente *s* eingeblasen, die ähnlich wie die in Fig. **237.**1 gezeigte Einheit aufgebaut sind. Anstelle der feinporigen Wände enthalten sie jedoch grobporige, lediglich als Konvektionshindernis dienende Siebe. Während das Isotopengemisch an diesen Sieben von links nach rechts entlangstreicht, strömt ihm in der anderen Kammerhälfte unter gleichem Druck stehender Dampf entgegen. Die schneller diffundierende Isotopenkomponente wird vom Dampf bevorzugt aufgenommen und nach links transportiert, während am rechten Ende Dampf und Isotopengemisch anfällt, das an der langsamer diffundierenden Komponente angereichert ist. Nachdem der Dampf in den Kühlern *k* auskondensiert worden ist, werden die Teilströme des Isotopengemisches wie bei Fig. **237.**2 mit den Strömen gleicher Zusammensetzung der Nachbarelemente vermischt.



238.1 Kaskade zur Vervielfachung des Elementareffekts bei der Fremdgasdiffusion. *p* Zirkulationspumpen, *s* Diffusionsstufen, *k* Kühler mit Kondensatabscheider. Die schneller diffundierende Komponente ist in Fraktion 1 angereichert.

Der relative Unterschied in den Diffusionsgeschwindigkeiten der isotopen Komponenten hängt in komplizierter Weise von den kinetischen Eigenschaften des Hilfsgases ab. Er läßt sich im allgemeinen nur empirisch ermitteln[2]). Ausführliche Optimalrechnungen für die Fremdgasdiffusion haben Benedict und Boas durchgeführt[3]).

Die Fremdgasdiffusion wurde von G. Hertz zu einem wirksamen Isotopentrennverfahren im Laboratoriumsmaßstab ausgebaut[4]). Hertz verwendet allerdings keine Siebe zum Aufrechterhalten des Gegenstroms, sondern benutzt besonders konstruierte Quecksilberpumpen, in denen der Quecksilberdampf gleichzeitig als Diffusionsmedium und Fördermittel wirkt. Von verschiedenen Forschern wurden die Möglichkeiten zur Vervielfachung des Elementareffekts in einer Gegenstromkolonne studiert[5]).

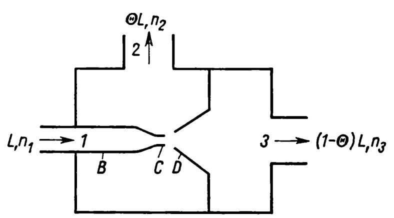
Es ist mehrfach versucht worden, die Fremdgasdiffusion unter Verwendung von gasförmigem UF_6 zur Trennung der Uranisotope heranzuziehen. Es scheint jedoch bisher nicht gelungen zu sein, ein für einen Dauerbetrieb im technischen Maßstab geeignetes Hilfsgas zu finden.

---

[1]) Wird in der angelsächsischen Literatur „mass-diffusion" genannt.
[2]) Groth, W., u. Harteck, P., Z. phys. Chem. **199** (1952), 114. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, daß eine Anreicherung von Isotopen durch Fremdgasdiffusion nur dann Aussicht auf Erfolg hat, wenn ein leichtes Isotopengemisch durch ein schweres Trägergas diffundiert.
[3]) Benedict, M., u. Boas, A., Chem. Engng. Progr. **47** (1951), 51 u. 111.
[4]) Hertz, G., Z. Phys. **91** (1934), 810.
[5]) Vgl. die Vorträge von Heymann, D., u. Kistemaker, J., sowie Barwich, H., ISIS 1957

Druckdiffusion (Trenndüse). In einem Isotopengemisch tritt beim Vorhandensein eines Druckgefälles eine bevorzugte Bewegung der leichten Komponente in Richtung kleiner Drucke auf. Die als Druckdiffusion bezeichnete Erscheinung ist die Grundlage des Trenndüsenverfahrens[1]).

Das Prinzip der Trennanordnung geht aus Fig. **239.1** hervor: Bei 1 strömt das gasförmige Isotopengemisch mit der Stromstärke L (mol/Zeiteinheit) durch das Rohr B in die konvergente Düse C, aus der es mit Schallgeschwindigkeit austritt. Der frei expandierende Strahl wird durch eine Abschälblende D in einen Mantel- und einen Kernteil zerlegt. Die beiden Teile, die mit den Stromstärken ΘL und $(1-\Theta)L$ anfallen, werden bei 2 und 3 getrennt abgesaugt. Da die leichte Komponente bei dem Expansionsvorgang bevorzugt nach außen wandert, ist sie im Mantelteil des Gases angereichert.



239.1 Schema des Trennelements beim Trenndüsenverfahren

Der Elementareffekt der Anreicherung

$$\varepsilon = \frac{n_2(1-n_1)}{n_1(1-n_2)} - 1 \tag{13}$$

nimmt mit kleiner werdendem Abschälverhältnis Θ zu. Für $\Theta = 0{,}5$ liegt der Elementareffekt der Anreicherung in derselben Größenordnung wie bei der Trennwanddiffusion. Er muß daher in einer Kaskadenschaltung entsprechend Fig. **237.2** vervielfacht werden.

Das Trenndüsenverfahren ist vor allem für die Entmischung der Uranisotope von Interesse, da die Verwendung von Trenndüsen anstelle der bisher benutzten feinporigen Wände betriebstechnische Vorteile verspricht. Das Verfahren befindet sich jedoch noch im Entwicklungsstadium.

Thermodiffusion (Trennrohr). In einem Isotopengemisch tritt beim Vorhandensein eines Temperaturgefälles eine teilweise Entmischung der Komponenten auf. Die als Thermodiffusion bezeichnete Erscheinung beruht auf der Störung der Verteilungsfunktion der Molekeln durch das Temperaturgefälle.

Bezeichnet man den Molenbruch der leichten Komponente eines binären Isotopengemisches mit n, so ergibt sich als Entmischung zwischen zwei Raumpunkten mit den absoluten Temperaturen $T_2 > T_1$

$$n_2 - n_1 = \overline{n(1-n)}\, \alpha^* \ln T_2/T_1 . \tag{14}$$

Der in Gl. (14) vorkommende „Thermodiffusionsfaktor" α^* hängt außer von der relativen Massendifferenz von den zwischenmolekularen Kräften ab. Die Theorie liefert für den hypothetischen Fall, daß sich die Molekeln wie starrelastische Kugeln verhalten,

$$\alpha^*_\infty = 0{,}89 \frac{m_s - m_l}{m_s + m_l} . \tag{15}$$

Die schwere Komponente reichert sich also im Gebiet tieferer Temperaturen an. α^*_∞ ist bei vorgegebener relativer Massendifferenz der theoretische Größtwert, der mit keinem anderen Kraftgesetz erreicht wird. Man pflegt daher α^* bei anderen Kraftgesetzen als Produkt aus α^*_∞ und einer gebrochenen Zahl R_t darzustellen. Eine Zusammenstellung von R_t-Werten für verschiedene Gase findet man beispielsweise bei Jones und Furry[2]).

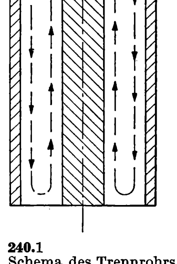
[1]) Becker, E. W., Beyrich, W., Bier, K., Burghoff, H., u. Zigan, F., Z. Naturf. **12a** (1957), 609; vgl. auch ISIS 1957.

[2]) Jones, R. C., u. Furry, W. H., Rev. mod. Phys. **18** (1946), 151.

Nach Gl. (15) hat man für α^*_∞ bei den meisten Isotopengemischen Werte unter 0,1 oder sogar unter 0,01 zu erwarten, so daß sich mit Gl. (14), selbst bei Temperaturdifferenzen von einigen hundert Grad, nur außerordentlich kleine Entmischungen ergeben. In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse noch ungünstiger, weil sich die Molekeln nicht starrelastisch verhalten, wie dies bei Gl. (15) vorausgesetzt wurde.

Dennoch läßt sich die Thermodiffusion für eine wirksame Isotopentrennung heranziehen, wie Clusius und Dickel[1]) gezeigt haben. Das von ihnen angegebene „Trennrohr" besteht aus zwei vertikalen konzentrischen Rohren R_1 und R_2 (Fig. **240.1**), die auf verschiedenen Temperaturen gehalten werden. Die in horizontaler Richtung einsetzende Thermodiffusion wird durch die in vertikaler Richtung auftretende Konvektionsströmung rektifikationsartig vervielfacht, da die an der heißen Wand angereicherte Komponente mit der Strömung bevorzugt nach oben, die andere bevorzugt nach unten wandert. Es tritt eine Entmischung zwischen den Rohrenden auf, die mit der Rohrlänge beliebig gesteigert werden kann. Aus technischen Gründen wird das innere Rohr häufig durch einen elektrisch geheizten Draht ersetzt.

Die Vorgänge im Trennrohr lassen sich weitgehend theoretisch erfassen, weshalb umfangreiche Testversuche meist überflüssig sind. Die Ergebnisse der Theorie sind am einfachsten und zuverlässigsten für kleine Temperaturdifferenzen und konzentrische Rohre mit annähernd gleichen Radien, bei denen die Rohrkrümmung vernachlässigt werden kann. Die Wiedergabe soll daher auf diesen Fall beschränkt werden:



240.1 Schema des Trennrohrs. R_1 heißes Rohr, R_2 kaltes Rohr. Der Verlauf der Konvektionsströmung ist gestrichelt eingezeichnet.

Für den Anreicherungsfaktor ohne Entnahme A ergibt sich Gl. (6)

mit
$$A = \frac{6{,}3\sqrt[3]{\frac{\eta D}{\varrho g}\,\frac{T}{\Delta T}}}{\alpha^*\frac{\Delta T}{T}}\left(\xi^4 + \frac{2}{\xi^2}\right) \tag{16}$$

und
$$\xi = \frac{\Delta x}{7{,}52\sqrt[3]{\frac{\eta D}{\varrho g}\,\frac{T}{\Delta T}}}. \tag{17}$$

Darin bedeutet: η Zähigkeit, D Diffusionskonstante, ϱ Gasdichte, g Erdbeschleunigung, ΔT Temperaturdifferenz zwischen den Rohren, T mittlere absolute Temperatur, Δx Abstand der Rohrwandungen. Für konstante Temperaturen und konstanten Gasdruck ergibt sich die kleinste Trennlänge, d. h. größte Trennschärfe für $\xi = 1$. Bei kleineren Werten des dimensionslosen Parameters ξ wird die Trennschärfe durch die Rückdiffusion, bei größeren durch zu starke Konvektion vermindert.

Zur Produktion von angereichertem Material werden an den Rohrenden die Ströme P und W mit den Konzentrationen n_p und n_w entnommen, während an passender Stelle das Ausgangsmaterial mit einer Stromstärke $F = P + W$ und einer Konzentration n_0 eingespeist wird. Das Rohrstück zwischen den Stellen mit n_0 und n_p wirkt dabei als Anreicherungskolonne, das zwischen n_0 und n_w als Abstreifkolonne. Zur Vereinfachung der Darstellung soll im folgenden nur das Produktionsverhalten der Anreicherungskolonne betrachtet werden.

Durch die Entnahme sinkt der Anreicherungsfaktor von A auf a_p ab. Wir stellen die Frage, wie die Anreicherungskolonne dimensioniert und betrieben werden muß, damit

[1]) Clusius, K., u. Dickel, G., Z. phys. Chem. **B 44** (1939), 397. Zusammenfassende Darstellungen: Fleischmann, R., u. Jensen, P., Erg. exakt. Naturwiss. **20** (1942), 121. — Jones R. C., u. Furry, W. H., Rev. mod. Phys. **18** (1946), 151.

eine durch P und a_p für ein spezielles Isotopengemisch vorgegebene Trennaufgabe mit möglichst kleinem Energieaufwand gelöst werden kann. Das Problem zerfällt, wie bei der in 2.322 skizzierten Optimalrechnung in zwei Teile:

1. Die Festlegung der günstigsten Betriebsbedingungen, d. h. des Gasdruckes, der Temperaturdifferenz, der mittleren Temperatur und des Wandabstandes: Es sind diejenigen Betriebsbedingungen auszusuchen, bei denen das Verhältnis aus dem Energieverbrauch pro Trennlänge und dem Transportfaktor minimal ist. Die Optimalforderung lautet also:

$$\Delta \mathcal{U} \Delta T \lambda_w / \Delta x \tau_0 \quad \text{minimal} \tag{18}$$

($\mathcal{U}$ mittlerer Rohrumfang, λ_w Wärmeleitfähigkeit). Für den Transportfaktor liefert die Theorie:

$$\tau_0 = 0{,}59\, \varrho\, D \alpha^* \frac{\Delta T}{T} \mathcal{U} \xi^3. \tag{19}$$

Wenn man die Gasdichte ϱ und die Diffusionskonstante D mit Hilfe der Beziehungen

$$\frac{\varrho}{\varrho_0} = \frac{p}{p_0} \quad \text{und} \quad \frac{D}{D_0} = \frac{p_0}{p} \tag{20}$$

auf ihre Werte bei einem Einheitsdruck p_0 reduziert, erhält man durch Einsetzen von Gl. (16), (17) und (19) in Gl. (18)

$$\frac{T^2 \lambda_w}{\alpha^{*2} \Delta T \varrho_0 D_0} \left[1 + \frac{2 \cdot 7{,}52^6}{p^4 \Delta x^6} \left(\frac{\eta D_0 T}{\varrho_0 g \Delta T}\right)^2\right] \quad \text{minimal.} \tag{21}$$

Wir beschränken uns auf eine Diskussion des Einflusses von Δx und p. Die Optimalforderung bedeutet in diesem Fall, daß der 2. Summand der eckigen Klammer durch genügend große Werte von $p^4 \Delta x^6$ klein gegen 1 gemacht werden muß. Physikalisch heißt dies, daß der Isotopentransport durch Rückdiffusion in der Rohrrichtung klein gegen den Isotopentransport durch Konvektion sein soll. Im allgemeinen wird man sich mit einer Reduktion des zweiten Summanden auf etwa 0,1 begnügen, da eine zu starke Erhöhung der Konvektionsgeschwindigkeit Turbulenz verursacht und im übrigen die Trennlänge unnötig vergrößert. Bei Atmosphärendruck liegt der optimale Wandabstand für die meisten Gase im Bereich von 5 bis 10 mm.

2. Die Festlegung des günstigsten Entnahmestromes P kann analog zu 2.322 erfolgen, da der Stromverbrauch bei konstanten Betriebsbedingungen mit dem Trennrohrvolumen $\Delta x \mathcal{U} Z$ parallel geht. Demnach hat man aus Fig. **232.**1 für den gewünschten Produktanreicherungsfaktor a_p die optimale Isotopenausbeute ϑ_{opt} abzulesen, die mit Gl. (7) und Gl. (8) den erforderlichen Transportfaktor τ_0 und mit Gl. (19) den mittleren Rohrumfang $\mathcal{U}$ liefert. $\mathcal{U}$-Werte über 10 cm werden im allgemeinen durch Parallelschalten mehrerer Trennrohre realisiert. Die erforderliche Rohrlänge Z ergibt sich mit dem aus Fig. **232.**1 entnommenen Λ auf Grund von Gl. (6) und Gl. (16). Bezüglich der „Staffelung" bei der Überwindung größerer Konzentrationsbereiche gelten dieselben Überlegungen wie beim chemischen Trennverfahren.

Das Trennrohr läßt sich nicht nur mit Gasen, sondern auch mit Flüssigkeiten betreiben. Die Thermodiffusion in Flüssigkeiten ist unter dem Namen Ludwig-Soret-Effekt bekannt. Wegen der großen Dichte und der kleinen Diffusionskonstante der Flüssigkeiten liegen die optimalen Wandabstände Δx von Flüssigkeitstrennrohren in der Größenordnung von 1/10 mm.

Das Trennrohrverfahren wurde während des 2. Weltkrieges in den USA unter Verwendung von flüssigem UF_6 zur Voranreicherung von U^{235} verwendet[1]). Da UF_6 nur unter hohem Druck verflüssigt werden kann[2]), stand der Trennrohrinhalt unter einem Druck von 80 at. Die Trennkolonnen bestanden aus drei konzentrischen Rohren von 14 m Länge, von denen die beiden inneren einen ringförmigen Thermodiffusionsraum

[1]) Vgl. den Vortrag von Abelson, Ph. H., u. Hoover, J. I., ISIS 1957.

[2]) Bei Atmosphärendruck und Zimmertemperatur ist UF_6 ein kristallisierter fester Stoff.

von 4,2 cm Durchmesser und 0,25 mm Wandabstand bildeten. Das innere Rohr wurde durch Naßdampf von 67 at auf 286 °C geheizt, während die Außenwand des Ringspalts durch Kühlwasser auf 67 °C gehalten wurde. Aus den Kolonnen, die im stationären Zustand ohne Isotopenentnahme einen Anreicherungsfaktor 1,6 bis 1,7 erreichten, konnten ungefähr 200 bis 300 g UF_6/Tag mit einem Anreicherungsfaktor 1,25 entnommen werden.

Es wurde eine Trennkaskade benutzt, bei der von den oben angegebenen Kolonnen in der ersten Stufe 22, in der zweiten Stufe 14, in der dritten 8 und in der vierten 3 parallelgeschaltet waren. Die Anlage produzierte nach einer Anlaufzeit von etwa 30 Tagen 0,54 kg UF_6/Tag mit einem Anreicherungsfaktor 1,8. Nach Kriegsende wurden die Thermodiffusionsanlagen wegen ihres hohen Energieverbrauches stillgelegt.

2.325 Isotopentrennung im Schwerefeld

Für die Isotopentrennung im Schwerefeld werden schnellaufende Zentrifugen benutzt, die gewöhnlich mit gasförmigen Verbindungen arbeiten[1]). Bezeichnet man den Molenbruch der leichten Komponente eines binären Isotopengemisches in der Achse des Rotors mit n_2 und an der inneren Oberfläche des Rotors mit n_1, so ergibt sich als elementarer Trennfaktor

$$\alpha = \frac{n_2(1 - n_1)}{n_1(1 - n_2)} = e^{\frac{(m_s - m_l)\,\omega^2 r^2}{2kT}} . \qquad (22)$$

Darin bedeutet: ω die Winkelgeschwindigkeit, r den inneren Radius des Rohres, k die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.

An Gl. (22) ist bemerkenswert, daß der Trennfaktor von der absoluten Massendifferenz abhängt, während der Elementareffekt aller übrigen Trennverfahren in erster Näherung eine Funktion der relativen Massendifferenz $(m_s - m_l)/\bar{m}$ ist ($\bar{m}$ mittlere Masse). Das Zentrifugenverfahren bietet daher besondere Vorteile bei der Trennung der Isotope schwerer Elemente.

Die für die Trennung maßgebliche Umfangsgeschwindigkeit ωr, die so groß wie möglich gewählt werden muß, ist durch das Verhältnis von Zerreißfestigkeit und Dichte des Rotormaterials begrenzt. Obwohl dieses Verhältnis bei Leichtmetallen etwas niedriger als bei Edelstählen liegt, werden Leichtmetallegierungen wie Bondur wegen des kleineren Rotorgewichts als Baumaterial bevorzugt. Die praktisch erreichbaren Umfangsgeschwindigkeiten liegen bei etwa 300 m/s. Damit ergibt sich für ein binäres Isotopengemisch mit einer Massendifferenz von drei Einheiten (z. B. U^{235}/U^{238}) ein Elementareffekt der Trennung

$$\alpha - 1 = 0{,}05.$$

242.1 Isotopentrennung mit einer Zentrifuge. Gestrichelt: Schema der Konvektionsströmung in einer Gegenstromzentrifuge

Eine Vervielfachung des Elementareffekts kann, wie beim Diffusionsverfahren, durch Zusammenschalten mehrerer Zentrifugen in einer Trennkaskade erreicht werden. Ein anderer Weg wird bei der Gegenstromzentrifuge eingeschlagen, in der durch

[1]) Vgl. Beyerle, K., Groth, W., Harteck, P., u. Jensen, H., Über die Gaszentrifugen, Beiheft 59 zu Angew. Chemie u. Chemie Ing.-Techn., Weinheim 1950.

schwaches Heizen des Rotordeckels eine Konvektionsströmung wie in einem Trennrohr erzeugt wird (Fig. **242.1**). Die durch das Zusammenwirken von radialer Entmischung und vertikaler Konvektion zwischen den Rotorenden auftretende Konzentrationsverschiebung kann mit der Rotorlänge im Prinzip beliebig gesteigert werden[1]). Aus technischen Gründen wird man sich jedoch im allgemeinen mit einer Verstärkung des Elementareffekts um den Faktor 5 bis 10 begnügen und die weitere Anreicherung durch eine Kaskadenschaltung bewirken.

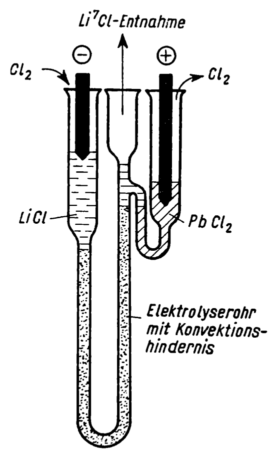
Das Zentrifugenverfahren wurde während des Krieges ernsthaft für die Produktion von U^{235} in Erwägung gezogen. Die Versuchsanlagen wurden jedoch stillgelegt, nachdem sich die Diffusionsmethode als technisch leichter realisierbar erwiesen hatte.

Neuerdings haben Groth, Nann und Welge die Uranisotope in einer Gegenstromzentrifuge angereichert[2]). Sie benutzen einen Rotor von 63,5 cm Länge und 13,4 cm Durchmesser, der mit einer Umfangsgeschwindigkeit von 280 m/s betrieben wird. Bei der experimentell ermittelten optimalen Temperaturdifferenz zwischen den Rotorenden, die in der Größenordnung von 10 bis 20 °C liegt, wird ein Anreicherungsfaktor $A = 1{,}23$ erzielt. Die Häufigkeitsverschiebung zwischen den Rotorenden ist also etwa 5mal größer als der nach Gl. (22) berechnete Elementareffekt der Trennung.

2.326 Isotopentrennung durch Elektrolyse

Bei der Elektrolyse kann eine Isotopentrennung sowohl durch die verschiedene Abscheidegeschwindigkeit der Ionen an den Elektroden als auch durch die unterschiedliche Wanderungsgeschwindigkeit im Elektrolyten bedingt sein.

Ein Teil des ersten Effekts beruht auf der Gleichgewichtsverschiebung zwischen dem Elektrolyten und der durch die Elektrolyse abgeschiedenen Substanz. Z. B. ergibt sich bei der Wasserelektrolyse durch die in Tab. **230.1** aufgeführte Austauschreaktion zwischen Wasserstoff und Wasser eine Anreicherung des leichten Isotops im entwickelten Wasserstoff um etwa den Faktor 3. Bei hohen Stromdichten spielen neben dem Gleichgewichtseffekt auch kinetische Vorgänge eine Rolle, die zu einer beträchtlichen Steigerung des Trennfaktors führen können. Die durch die Vorgänge an den Elektroden bedingte Isotopentrennung ist von der Länge der Elektrolysestrecke weitgehend unabhängig und kann nur durch Hintereinanderschalten mehrerer Zellen vervielfacht werden. Der Elektrodeneffekt ist die Grundlage des ältesten technischen Verfahrens zur Herstellung von schwerem Wasser (vgl. 2.331).



243.1 Isotopentrennung durch Elektrolyse. Beispiel: Anreicherung des schweren Lithiumisotops Li^7 an der Grenze zwischen geschmolzenem LiCl und geschmolzenem $PbCl_2$. — Nach Klemm, A., Physikertagung Wiesbaden, Physikverlag Mosbach/Baden 1956, S. 81.

Der durch die verschiedene Wanderungsgeschwindigkeit der isotopen Ionen bedingte Trenneffekt kann mit der Elektrolysestrecke im Prinzip beliebig gesteigert werden, wenn durch einen Kreislauf der abgeschiedenen Substanzen für einen kontinuierlichen inneren Gegenstrom zwischen den im Feld wandernden isotopen Ionen und dem restlichen Elektrolyten gesorgt wird[3]). Das Prinzip ist in Fig. **243.1** am Beispiel der

[1]) Wegen der Theorie der Gegenstromzentrifuge vgl. Martin, H., u. Kuhn, W., Z. phys. Chem. **A 189** (1940), 219, sowie Cohen, K., The Theory of Isotope Separation, New York 1951.
[2]) Groth, W., Nann, E., u. Welge, K. H., Z. Naturf. **12a** (1957), 81. Vgl. auch ISIS 1957.
[3]) Vgl. Klemm, Physikertagung Wiesbaden, Mosbach/Bad. 1956, S. 73ff., sowie ISIS 1957.

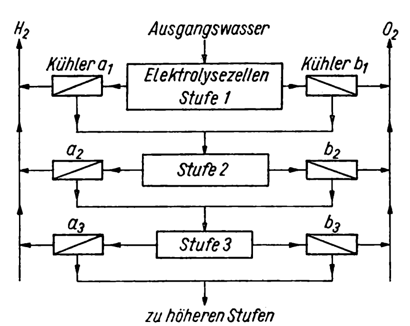
Anreicherung von Li^7 durch Schmelzelektrolyse von LiCl erläutert: Das U-förmige Elektrolyserohr enthält geschmolzenes LiCl im Gemisch mit einem körnigen Konvektionshindernis. Das an der Kathode abgeschiedene Li-Metall wird fortlaufend durch das an der Anode anfallende und in den Kathodenraum geleitete elementare Chlor in LiCl zurückverwandelt.

Um an Li^7 angereichertes Lithiumchlorid auf der Anodenseite ohne Stromunterbrechung und ohne Komplikation durch Chlorgas fortlaufend entnehmen zu können, ist der Anode Bleichlorid als Hilfselektrolyt vorgeschaltet. Da die Lithiumionen beweglicher sind als die Bleiionen, bleibt die Grenze zwischen LiCl und $PbCl_2$ scharf. Mit einem 25 cm langen Elektrolyserohr läßt sich ein Trennfaktor von etwa 300 erreichen. Für 1 g Li^7, das um diesen Faktor angereichert ist, müssen etwa 8 kWh aufgewendet werden. Das Verfahren ist bei einer ganzen Reihe von Elementen anwendbar.

2.33 Herstellung von D_2O[1])

Um den D_2O-Reaktor neben anderen Reaktortypen auf längere Sicht konkurrenzfähig zu erhalten, muß für 99,9 %iges schweres Wasser ein Preis von weniger als 300 DM/kg erreicht werden[2]). Da der natürliche Wasservorrat der Erde schweres Wasser nur im Verhältnis 1 : 7000 enthält, folgt daraus, daß die Anreicherung der in 10 l Wasser vorhandenen D_2O-Menge um einen Faktor 10^5 bei einer Ausbeute von 50 % nur etwa 0,2 DM kosten darf.

Bei dem extremen Verhältnis der zu verarbeitenden Stoffmenge zum Endprodukt müssen Anreicherungsverfahren, die chemische Umsetzungen erfordern oder andere Deuteriumquellen als Wasser benutzen, an technische Prozesse angelehnt werden, die zumindest einen Teil der Kosten für die Herstellung oder Verarbeitung des Ausgangsmaterials übernehmen. Die Erzeugung von schwerem Wasser als Nebenprodukt ist jedoch durch die Menge der von der Industrie umgesetzten geeigneten Wasserstoffverbindungen begrenzt.



244.1 Wasserelektrolyse ohne Wasserstoffverbrennung

Im folgenden werden die wichtigsten der heute bekannten Methoden zur technischen Gewinnung von schwerem Wasser beschrieben.

2.331 Wasserelektrolyse

Zu Beginn des zweiten Weltkrieges war lediglich das Elektrolyseverfahren als technisch brauchbar bekannt. Es beruht auf der Tatsache, daß elektrolytisch abgeschiedener Wasserstoff, je nach den Versuchsbedingungen, 3 bis 10mal weniger Deuterium enthält als der Elektrolyt, wodurch sich bei fortschreitender Elektrolyse schweres Wasser in der Flüssigkeit anreichert. (Vgl. 2.326)

Eine kontinuierlich arbeitende Anlage ergibt sich nach Fig. **244.1** dadurch, daß man das Flüssigkeitsniveau der Elektrolysezellen durch Frischwasser konstant hält, während das beim Trocknen des Wasserstoffs und Sauerstoffs in den Kühlern a_1 und b_1 anfallende Kondenswasser die Zellen der Stufe 2 speist. Durch die Kühler a_2 und b_2

[1]) Selak, P. I., u. Fincke, J., Chem. Engng. Progr. **50** (1954), 221. — Benedict, M., Genf. Ber. 1955, Bd. 8, S. 377, P/819.

[2]) Der offizielle Preis für D_2O beträgt in USA z. Zt. 27$/lb. Nach Nucleonics **13** (1955), Nr. 9, 10.

wird eine Stufe 3 versorgt usw. Der Durchsatz der Stufen nimmt dabei, der steigenden Deuteriumkonzentration entsprechend, mit zunehmender Stufennummer ab.

Für eine Reindarstellung von schwerem Wasser ist diese Zellenschaltung ungeeignet, da die höheren Einheiten mit Deuterium angereicherten Wasserstoff in das chemische Verbrauchernetz abgeben, wodurch die Deuteriumausbeute der Anlage stark vermindert wird. Vom Standpunkt des Deuteriumhaushalts wäre es zweckmäßig, das Gas aller Zellen, die Wasserstoff mit übernormalem Deuteriumgehalt liefern, wieder zu verbrennen und das gebildete Wasser in Zellen mit entsprechendem Deuteriumgehalt des Elektrolyten zurückzuleiten. Durch diese Maßnahme vermindert sich jedoch die für chemische Zwecke bereitstehende Menge Wasserstoff und Sauerstoff, wodurch die auf das schwere Wasser entfallenden Betriebskosten steigen.

Der wirtschaftliche Kompromiß zwischen Deuteriumausbeute und zusätzlichem Stromaufwand hängt von den örtlichen Gegebenheiten ab. Im Werk der Norsk Hydro in Norwegen waren am Anfang des Krieges die ersten neun Elektrolysestufen nach Fig. **244.**1 geschaltet, wobei sich eine Deuteriumanreicherung auf 15 % ergab. Die Hochkonzentrierung wurde in neun weiteren Stufen vorgenommen, die mit Wasserstoffverbrennung arbeiteten. Bei einer Elektrolyseleistung von 18000 Nm^3/h wurden im Jahr 1,6 t schweres Wasser gewonnen, was einer Deuteriumausbeute von nur 8,5 % entspricht. Da die mit Wasserstoffverbrennung arbeitende Hochkonzentrierung erst bei 15 % Deuterium einsetzte, waren die auf das schwere Wasser entfallenden Betriebskosten jedoch verhältnismäßig gering. Die Anlage zur Hochkonzentrierung wurde 1944 zerstört. Nach dem Krieg ist die norwegische Schwerwasserproduktion wesentlich erweitert worden.

2.332 Wasserelektrolyse mit chemischem Austausch

Eine Steigerung der Deuteriumausbeute ist bei der Elektrolyse auch ohne Erhöhung des zu verbrennenden Wasserstoffanteils möglich, wenn man nach Harteck und Suess dem stark deuteriumhaltigen Wasserstoff der höheren Elektrolysestufen die schwere Komponente weitgehend durch katalytischen Austausch mit dem Kondenswasser früherer Stufen entzieht[1]). Bei 80 °C, wo ein Nickel- oder Platinkatalysator eine ausreichende Reaktionsgeschwindigkeit garantiert, besitzt die Gleichgewichtskonstante α der Austauschreaktion

$$HD + H_2O \rightleftarrows H_2 + HDO \qquad (23)$$

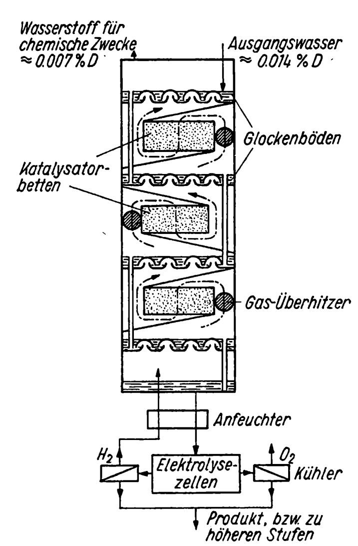
den Wert 2,74 (vgl. 2.322). Das schwere Isotop zeigt also eine relativ starke Tendenz, sich im Wasser anzureichern, was die Rückführung des Deuteriums in die flüssige Phase sehr erleichtert. Von Harteck und Mitarbeitern wurden 1942 in einen Teil der höheren Stufen des norwegischen Elektrolysewerkes katalytische Abstreifsysteme eingebaut.

Etwa zur gleichen Zeit begann man in den USA das Elektrolysewerk der Consolidated Mining and Smelting Comp. in Trail, Kanada, das annähernd die gleiche Elektrolysekapazität wie das norwegische Werk besaß, für die Gewinnung von 6 t schwerem Wasser pro Jahr einzurichten. Die gegenüber der norwegischen Anlage um den Faktor 4 gesteigerte Deuteriumausbeute konnte dadurch erreicht werden, daß der Hauptanreicherungsprozeß in chemische Austauschkolonnen verlegt wurde, während das Elektrolysewerk im wesentlichen zur Phasenumkehr diente.

Das Prinzip der Anordnung geht aus Fig. **246.**1 hervor. Das Ausgangswasser passiert eine Glockenbodenkolonne, bevor es durch Elektrolyse in Wasserstoff und Sauerstoff zerlegt wird. Der Wasserstoff durchströmt die Kolonne von unten nach oben, wobei er die zwischen den Glockenböden angeordneten Katalysatorbetten ge-

[1]) Harteck, P., Fiat Rev. of German Sci., **14** (1948), 183ff.

meinsam mit dem Wasserdampf passiert[1]). Am Katalysator wird das Austauschgleichgewicht weitgehend eingestellt, so daß sich wegen $\alpha > 1$ Deuterium im Wasserdampf anreichert. Der Deuteriumüberschuß des Dampfes wird in den Glockenböden vom flüssigen Wasser übernommen, wodurch im Effekt ein aktiver Gegenstrom zwischen Wasserstoff und flüssigem Wasser zustande kommt.



246.1 Kombination von Wasserelektrolyse mit chemischem Austausch zwischen Wasserstoff und Wasserdampf. Arbeitsweise im Elektrolysewerk der Consolidated Mining and Smelting Comp., Trail, Kanada

Die resultierende Anreicherung des schweren Isotops am unteren Kolonnenende wird durch die fraktionierende Wirkung der Elektrolyse noch etwas verstärkt. Um eine schädliche Isotopenvermischung zu vermeiden, ist es deshalb zweckmäßig, den vom Wasserstoff mitgeführten Wasserdampf der Elektrolysezellen durch einen Kühler abzustreifen und in einem Anfeuchter durch das weniger stark angereicherte Kolonnenwasser zu ersetzen. Das in den Kühlern anfallende Kondenswasser wird als Produkt abgezogen oder zum Betrieb höherer Anreicherungsstufen verwendet, deren Durchsätze der bereits erzielten Anreicherung entsprechend abnehmen.

Die kanadische Anlage setzt sich aus vier Stufen zusammen, deren erste durch zwei parallelgeschaltete Türme von 2,6 m Durchmesser und 34 m Höhe gebildet wird. Die drei folgenden bestehen aus je einem Turm von 1,5 m, 0,76 m und 0,46 m Durchmesser bei annähernd gleicher Höhe. Jede Kolonne ist mit dreizehn Kombinationen aus Glockenböden und Katalysatorbetten ausgerüstet. Die Stufen 1 bis 3 enthalten als Katalysator Platin auf Aktivkohle, während die letzte mit Nickel auf Cr_2O_3 beschickt ist. Die Austauschanlage reichert bis auf 2,4 % D_2O an, wobei der stationäre Zustand, wegen des großen Flüssigkeitsvolumens der Elektrolysezellen, erst nach etwa einem Jahr erreicht wird. Für die Hochkonzentrierung ist eine mit Wasserstoffverbrennung arbeitende Elektrolyseanlage vorgesehen[2]).

Die elektrolytische Reduktion des Wassers ist nur an wenigen Stellen der Welt rentabel, weshalb die Gesamtmenge an D_2O, die unter Mithilfe von Elektrolyse erzeugt werden kann, relativ gering ist.

2.333 Destillation von Wasser

Gleichzeitig mit der Ergänzung des Elektrolyseverfahrens durch chemischen Austausch versuchte man sowohl in den USA als auch in Deutschland, ausbaufähigere Methoden für die technische Deuteriumgewinnung zu erschließen. Da aus militärischen Gründen

[1]) Barr, F. T., US.-Pat. 2676875 v. 27. April 1954. Der Katalysevorgang ist in die Gasphase verlegt, da die Aktivität der bisher bekannten Katalysatoren durch flüssiges Wasser um einige Größenordnungen reduziert wird. Aus diesem Grunde wird das Wasserdampf-Wasserstoff-Gemisch vor jedem Katalysatorbett zusätzlich noch schwach überhitzt. Vgl. a. Urey, H. C., u. Grosse, A. V., US.-Pat. 2690379 v. 28. Sept. 1954 sowie Taylor, H. S., US.-Pat. 2690380 v. 28. Sept. 1954.

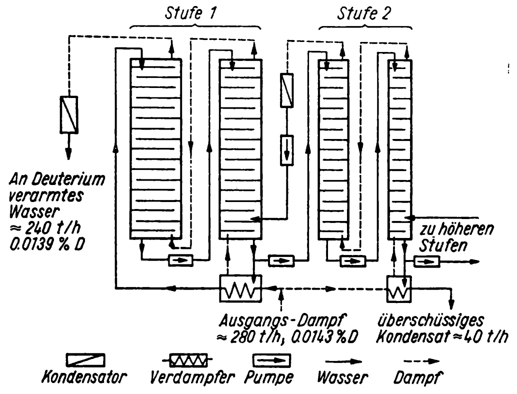
[2]) Die Kosten für die Hochkonzentrierung sind wegen der geringen zu verarbeitenden Materialmengen bei allen Verfahren verhältnismäßig gering.

Schnelligkeit bei der Entwicklung und Sicherheit beim Arbeiten wichtiger erschienen als geringe Bau- und Betriebskosten, wurde auf beiden Seiten der Destillation von Wasser besondere Aufmerksamkeit geschenkt.

Das Verfahren beruht auf dem geringfügigen Unterschied im Dampfdruck von leichtem und schwerem Wasser, der eine Zerlegung des Gemisches im Prinzip mit normalen technischen Rektifikationskolonnen ermöglicht (vgl. 2.323). Schwierigkeiten ergeben sich jedoch dadurch, daß der relative Dampfdruckunterschied von H_2O und HDO bei Zimmertemperatur nur 8 % beträgt und mit steigender Temperatur schnell weiter abnimmt (Tab. **234.1**). Um zu einigermaßen erträglichen Durchsätzen und Kolonnenvolumina zu kommen, muß daher mit Unterdruck gearbeitet werden, wobei der Druckabfall längs der Kolonnen ein technisches und wirtschaftliches Problem darstellt.

Von Harteck und Mitarbeitern wurden während des Krieges in Zusammenarbeit mit dem Bitterfelder Werk der IG-Farben Kolonnen mit besonders niedrigem Druckabfall entwickelt, die jedoch nicht mehr praktisch eingesetzt werden konnten.

In den Vereinigten Staaten begann man Anfang 1943 mit dem gleichzeitigen Bau von drei Wasserdestillationsanlagen, die für eine gemeinsame Produktion von 26 t D_2O pro Jahr vorgesehen waren. Die Ausmaße dieser Schwerwasserfabriken, die in etwa zehn Monaten von der E. I. duPont de Nemours & Co., Inc. errichtet wurden, gehen aus der Angabe hervor, daß allein die erste Stufe der größten Anlage aus fünfzehn parallel geschalteten Bodenkolonnen von 4,6 m Durchmesser und 31 m Höhe sowie weiteren fünfzehn Bodenkolonnen von 3,7 m Durchmesser und 33 m Höhe besteht. Insgesamt sind acht Stufen mit kleiner werdendem Durchsatz vorgesehen, deren vier letzte durch einheitliche Füllkörperkolonnen von 46 cm Durchmesser und 22 m Höhe gebildet werden. Das gesamte Kolonnenvolumen der einen Anlage beträgt etwa 13000 m³. Zur Verminderung des Druckabfalls wird der am Kopf jeder Stufe anfallende Dampf kondensiert und nach Fig. **247.1** der vorhergehenden Stufe flüssig zugeführt.



247.1 Destillation von Wasser. Die Zahlenangaben gelten für das Werk Wabash River Ordnance Works, Newport, USA.

Die Destillationsanlagen produzierten 90prozentiges D_2O, das durch Elektrolyse auf die gewünschte Endkonzentration gebracht wurde. Da die Rektifikationskolonnen aus Zeitmangel nicht genügend erprobt werden konnten, lieferten sie nur etwa 50 % der vorgesehenen gemeinsamen Produktionsrate von 26 t D_2O/Jahr. Obwohl die Fehler durch nachträgliche Versuche weitgehend aufgedeckt und Möglichkeiten zur Beseitigung angegeben werden konnten, wurde nichts geändert, da dies einen Produktionsausfall von sechs Monaten verursacht hätte.

Die Kosten für das in den amerikanischen Destillationsanlagen gewonnene schwere Wasser waren ungewöhnlich hoch. Die drei Fabriken wurden daher schon im Oktober 1945, d. h. nach nur neunzehn Monaten Betriebszeit, stillgelegt. Für die amerikanische Kernenergieforschung waren die Wasserdestillationsanlagen jedoch von großer Be-

deutung, da sie 20 t schweres Wasser zu einer Zeit geliefert hatten, als leistungsfähigere Verfahren noch nicht entwickelt waren.

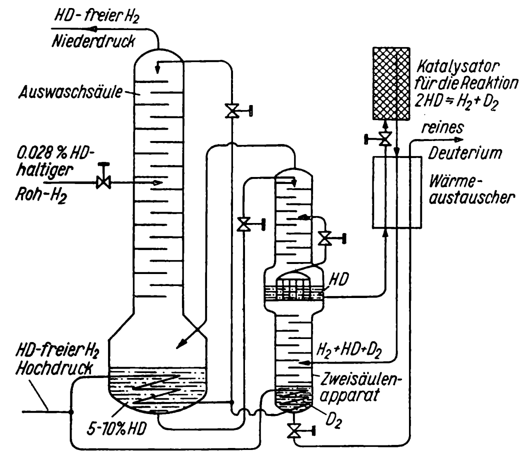
Obwohl die Wirtschaftlichkeit der Wasserdestillation durch bessere Kolonneneinbauten[1]) merklich gesteigert werden kann, dürfte dieses Verfahren heute für eine Großproduktion von schwerem Wasser nur an solchen Orten in Frage kommen, wo ungewöhnlich billiger und anderweitig nicht verwendbarer Dampf zur Verfügung steht[2]).

Der Einsatz von Wärmepumpen ist wegen der hohen Investierungs- und Stromkosten i. a. nicht konkurrenzfähig.

Kleinere Wasserdestillationsanlagen zur Aufkonzentrierung von vorangereichertem schwerem Wasser wurden von Kuhn und Baertschi in Zusammenarbeit mit der Fa. Sulzer, Winterthur, entwickelt.

2.334 Destillation von flüssigem Wasserstoff

Während des Krieges wurden von K. Clusius und K. Starke, zusammen mit der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen A.G. in Deutschland, und von H. C. Urey, zusammen mit der duPont Comp. in den USA, Unterlagen für eine technische Gewinnung von Deuterium durch Destillation von flüssigem Wasserstoff erarbeitet.



248.1 Destillation von flüssigem Wasserstoff. Arbeitsschema von Clusius und Starke

Das Verfahren ist vom thermodynamischen Standpunkt aus bedeutend günstiger als die Destillation von Wasser, da es einen erheblich größeren Trennfaktor besitzt[3]), während die Verdampfungswärme von Wasserstoff weit unter der des Wassers liegt. Schwierigkeiten ergeben sich jedoch aus dem Mangel an technischen Erfahrungen bei der Handhabung großer Mengen flüssigen Wasserstoffs, wobei Sicherheitsfragen eine besondere Rolle spielen.

Das in der Arbeit von Clusius und Starke angegebene Arbeitsschema[4]) ist in Fig. **248.**1 dargestellt: Der in der Auswaschsäule am oberen Ende anfallende gasförmige Wasserstoff wird nach der Erwärmung auf Zimmertemperatur verdichtet. Er wird sodann wieder abgekühlt, durch die Heizschlange der Blase geleitet und auf den Kopf

[1]) Zum Beispiel der vom British Research Est. entwickelte „spraypak“, vgl. Atomics **5** (1954), 227.

[2]) Ein englisch-neuseeländisches Gemeinschaftsprojekt zur Gewinnung von D_2O durch Wasserdestillation unter Ausnützung von geothermischem Dampf wurde als unwirtschaftlich wieder aufgegeben.

[3]) Bei 23 °K beträgt das Dampfdruckverhältnis von reinem H_2 und reinem HD 1,60 (vgl. Tab. **234.**1). Für die relative Flüchtigkeit der beiden Molekelsorten in einem Gemisch mit überwiegendem H_2-Gehalt wird dagegen nur der Wert 1,39 erwartet. (Hydrocarbon Research Inc., Report NYO-889, USAEC, 15. März 1951.)

[4]) Clusius, K., u. Starke, K., Z. Naturf. **4a** (1949), 549.

der Säule entspannt, wobei er sich teilweise verflüssigt. Die Kolonne ist so dimensioniert, daß sich am unteren Ende eine stationäre HD-Konzentration von 5 bis 10 % einstellt, während der am Kopf abgezogene Wasserstoff nur etwa 5 % der natürlichen Konzentration, d. h. weniger als 0,002 % HD enthält. Der zu verarbeitende Wasserstoff wird mit 0,028 % HD an passender Stelle eingeführt und durch den Rektifikationsvorgang in eine kleine Menge flüssigen Wasserstoffs mit 5 bis 10 % HD sowie eine entsprechend größere Menge gasförmigen Produktes mit weniger als 0,002 % HD zerlegt. Während letztere dem Kreislauf am Kopf entnommen und für chemische Zwecke bereitgestellt wird, strömt der HD-reiche flüssige Anteil über ein Ventil auf den oberen Teil eines Lindeschen Zweisäulenapparats, in dem die Anreicherung bis zum reinen HD fortgesetzt wird.

Eine Reindarstellung von D_2 ist in einem Arbeitsgang nicht möglich, da das Deuterium im Ausgangsgas praktisch nur als HD vorliegt und das Gleichgewicht zwischen H_2, HD und D_2 sich bei tiefer Temperatur nicht einstellt. Ein Teil des reinen HD wird daher fortlaufend entnommen und bei hoher Temperatur über einen Katalysator geleitet. Mit dem eingestellten Gemisch wird, nach entsprechender Abkühlung, der untere Teil des Zweisäulenapparats gespeist. In dessen Blase sammelt sich reines D_2 an, während das am Kopf anfallende H_2-HD-Gemisch über ein Ventil in den oberen Kolonnenteil entspannt wird.

Alle wesentlichen Temperaturdifferenzen werden durch Gegenströmer so überbrückt, daß die Anlage mit möglichst geringen Kälteverlusten arbeitet. Der verbleibende Kältebedarf wird durch einen in die Vorkühlung eingeschalteten Kreislauf mit flüssigem Stickstoff gedeckt. Clusius und Starke errechnen für ihr Arbeitsschema einen Energiebedarf von 4800 kWh/kg D_2O, der wegen der erst später bekannt gewordenen Abweichung vom idealen Mischungsgesetz beim H_2/HD um etwa 50 % zu erhöhen ist. Die Anlage sollte mit weitgehend reinem Wasserstoff gefahren werden, wobei die Möglichkeit in Erwägung gezogen wurde, Restverunreinigungen in kältespeichernden Regeneratoren auszufrieren. Entsprechende Anlagen wurden jedoch während des Krieges nicht mehr ausgeführt.

In den letzten Jahren haben die Farbwerke Hoechst A.G., gemeinsam mit der Linde-Gesellschaft, eine H_2-Destillationsanlage für 6 t/Jahr D_2O gebaut[1]). Als Ausgangsmaterial dient NH_3-Synthesegas, das nur 70 % H_2 enthält, während der Rest vorwiegend aus Stickstoff und Kohlenoxyd besteht. Das Gas muß daher einer Tieftemperaturzerlegung unterworfen werden:

Das mit etwa 20 at angelieferte Synthesegas wird zunächst in Regeneratoren soweit abgekühlt, daß Wasser, CO_2 sowie andere leicht kondensierbare Verunreinigungen ausfrieren. In zwei Entspannungsturbinen erreicht das Gas eine Temperatur von ca. 80 °K. Durch weitere Abkühlung mit flüssigem Stickstoff wird der größte Teil des im Synthesegas enthaltenen Stickstoffs und Kohlenoxyds flüssig abgeschieden. Die Restverunreinigungen müssen durch weitere Abkühlung in fester Form entfernt werden.

Der reine Wasserstoff wird dann in den unteren Abschnitt der ersten Rektifikationskolonne entspannt, wobei er sich teilweise verflüssigt. Der Rücklauf am Kopf der Kolonne wird wie bei dem in Fig. **248.1** gezeigten Schema erzeugt. Auch die Feinanreicherung verläuft ähnlich wie in Fig. **248.1**. Dem aus der ersten Kolonne abgezogenen, an Deuterium weitgehend verarmten Wasserstoff werden bei der Erwärmung auf Zimmertemperatur die flüssig und fest ausgeschiedenen Verunreinigungen wieder zugemischt. Nach einer Verdichtung auf den Ausgangsdruck steht das Gemisch für die NH_3-Synthese zur Verfügung.

Die auf tiefer Temperatur befindlichen Teile der Anlage sind mit zwei Isoliermänteln aus porösem Material umgeben. In dem inneren ist die Luft mit Wasserstoff, in dem äußeren mit Stickstoff verdrängt.

---

[1]) Vgl. Fellner-Feldegg, H., Gas- u. Wasserfach **97** (1956), Nr. 24, 1.

Die Anlage soll Ende 1957 in Betrieb genommen werden. Sie hat etwa 7 Mill. DM gekostet. Man rechnet mit einem Energieverbrauch von weniger als 5000 kWh/kg D_2O.

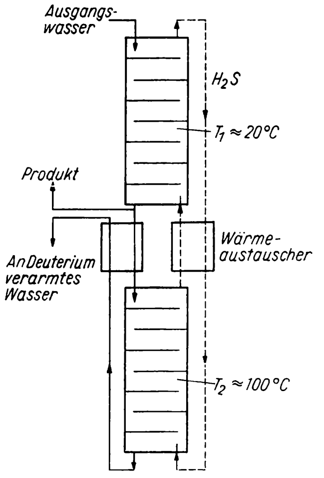
Eine ähnliche, etwa 6mal kleinere Anlage wurde von der Firma Soc. l'Air liquide in Frankreich gebaut.

Nach einem Vorschlag von P. Harteck[1]) läßt sich die Tieftemperaturrektifikation durch einen Wasserstoff-Kreislauf, dessen Deuteriumgehalt bei hoher Temperatur mit Wasserdampf regeneriert wird, von technischen Wasserstoffquellen unabhängig machen. Die Investierungs- und Betriebskosten dürften dabei jedoch merklich ansteigen.

Nach W. H. Denton soll eine spezielle Kombination zwischen einem chemischen Austauschverfahren und der Tieftemperaturdestillation wirtschaftliche Vorteile bringen[2]).

2.335 Chemischer Austausch in Heiß-Kalt-Systemen

Die Tieftemperaturrektifikation verspricht wegen ihrer niedrigen Betriebskosten besondere Vorteile, doch sind die technologischen Schwierigkeiten bei der Verwirklichung nicht unerheblich. Es wurde daher noch eine Reihe anderer Methoden intensiv bearbeitet, von denen die „Heiß-Kalt-Verfahren" hervorzuheben sind. Sie beruhen auf dem chemischen Unterschied der Isotope, vermeiden jedoch eine kostspielige chemische Umwandlung der Reaktionspartner (Phasenumkehr) durch Ausnützung der negativen Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtskonstanten.



250.1 Schwefelwasserstoffverfahren

250.2 Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtskonstanten $\alpha = [H_2S][HDO]/[HDS][H_2O]$ der Austauschreaktion zwischen Schwefelwasserstoff und flüssigem Wasser

Temperatur °C	5	10	25	100
α	2,52	2,48	2,34	1,92

Das zur Zeit wichtigste Heiß-Kalt-Verfahren ist das Schwefelwasserstoffverfahren, das während des Krieges von Geib in Deutschland und von Urey und Mitarbeitern in den USA entwickelt wurde. Es benutzt die Austauschreaktion zwischen Schwefelwasserstoff und Wasser, die zu einer Anreicherung des Deuteriums im Wasser führt. Zur Vervielfachung des Elementareffekts läßt man das Ausgangswasser gemäß Fig. **250.1** nacheinander durch zwei normale Boden- oder Füllkörperkolonnen laufen, deren obere sich auf Zimmertemperatur befindet, während die untere eine Temperatur von etwa 100 °C besitzt. Durch beide wird, im Gegenstrom zum Wasser, Schwefelwasserstoff im Kreislauf geführt. Wegen der negativen Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtskonstanten (Tab. **250.2**) kommt eine Stauung des Deuteriums

[1]) Harteck, P., Fiat Rev. of German Sci., Bd. 14, Kernphysik und Kosm. Strahlung, 1948, S. 183ff.

[2]) Denton, W. H., ISIS 1957.

zwischen den Kolonnen zustande, wobei sich die Anreicherung mit der Bodenzahl im Prinzip beliebig steigern läßt.

Für eine Erhöhung des Deuteriumgehalts um den Faktor 100 sind bei den angegebenen Temperaturen Kolonnen mit größenordnungsmäßig 100 theoretischen Böden erforderlich. Sie werden zweckmäßig bei 10 bis 15 at betrieben, um die Energiemenge zu reduzieren, die mit dem Wasserdampf aus der heißen in die kalte Kolonne transportiert wird. Wesentlich höhere Drucke lassen sich wegen der großen Löslichkeit des Schwefelwasserstoffs und der in der kalten Kolonne bereits bei etwa 20 at einsetzenden Kondensation nicht anwenden. Die verbleibenden Wärmeströme werden, soweit wie möglich, in Gegenströmern ausgetauscht.

Da die Temperatur der heißen Kolonne wegen der eingeschränkten Partialdruckverhältnisse auf etwa 100 °C begrenzt ist, arbeitet die Anordnung nur mit einer Deuteriumausbeute von ca. 15 %. Die Verwendbarkeit normaler Glockenbodenkolonnen und der verhältnismäßig niedrige Energieverbrauch sichern dem Verfahren dennoch größtes Interesse. Bis 1946 war es allerdings nicht möglich, die mit dem System H_2S/H_2O verbundenen Korrosionsschwierigkeiten zu überwinden, so daß die Entwicklungsarbeiten vorübergehend aufgegeben werden mußten. Neuerdings ist es jedoch in den USA gelungen, eine technisch brauchbare Lösung zu finden, durch die das Schwefelwasserstoffverfahren an die Spitze der großtechnischen Prozesse zur Herstellung von schwerem Wasser gerückt ist.

Eine Übertragung des Zwei-Kolonnen-Verfahrens auf das System H_2/H_2O ist wegen der günstigeren Gleichgewichtskonstanten (Tab. **230.**1), der größeren zugänglichen Druck- und Temperaturbereiche und wegen des Fehlens chemischer Probleme verlockend. Entsprechende Versuche scheitern jedoch bei der bisher üblichen Gaskatalyse an dem zu hohen Preis der Spezialkolonnen (Fig. **240.**1) und an der Notwendigkeit, die heißen und kalten Systeme, zur Abstimmung der Wasserstoff- und Wasserdampfströme, mit stark verschiedenen Drucken zu betreiben[1]).

Die Verhältnisse verbessern sich für das System Wasserstoff/Wasser erheblich, wenn der Austausch von einem in der Flüssigkeit arbeitenden Katalysator übernommen wird, der mit dem Wasser in Form eines Sols oder einer Aufschwemmung im Kreislauf durch die Kolonnen fließt[2]). Durch diese Maßnahme lassen sich, wie beim H_2S-Verfahren, normale unter gleichem Druck stehende Boden- oder Füllkörperkolonnen verwenden. Die „kalte" Einheit wird bei 20 bis 50 °C, die heiße bei etwa 200 °C betrieben. Zur Verminderung der zwischen den Kolonnen übertretenden Dampfströme (s. oben) und zur Steigerung der Austauschkapazität des Katalysators sind Drucke von etwa 200 at anzuwenden. Das Verfahren wurde noch nicht im technischen Maßstab durchgeführt. Laboratoriumsversuche lassen es jedoch als aussichtsreich erscheinen.

Es gibt noch einige andere Stoffsysteme, die für eine Deuteriumanreicherung nach dem Heiß-Kalt-Prinzip in Frage kommen. Der Isotopenaustausch kann dabei nicht nur zwischen einem Gas und einer Flüssigkeit, sondern auch zwischen zwei beschränkt mischbaren Flüssigkeiten durchgeführt werden. Besonders interessant sind die Paare

---

[1]) Ein stufenweise mit Wasserstoff und Wasserdampf arbeitendes Heiß-Kalt-Verfahren haben Harteck und Suess (Harteck, P., Fiat Rev. of German Sci. **14** (1948), 183ff.) angegeben. Für die Herstellung von 1 kg D_2O müssen jedoch rund $2 \cdot 10^5$ kg Wasser verdampft und kondensiert werden, was wirtschaftlich untragbar ist. Energetisch wesentlich günstiger arbeitet ein von Cerrai u. Mitarb. angegebenes Heiß-Kalt-Verfahren, das ebenfalls die Austauschreaktion zwischen Wasserstoff und Wasserdampf benutzt. Bei diesem Verfahren scheinen jedoch die Investierungskosten sehr hoch zu sein. (Cerrai, E., Marchetti, C., Renzoni, R., Roseo, L., Silvestri, M., u. Villani, S., Chem. Engng. Progr. **50** (1954), Nr. 11, 271). Bei beiden Verfahren ist eine praktische Anwendung bisher nicht bekannt geworden.

[2]) Becker, E. W., Angew. Chemie **68** (1956), 6.

Halogenwasserstoff/H_2O, Merkaptan/H_2O und Phosphin/H_2O, H_2/NH_3, H_2/Amin[1]). Bei dem System Halogenwasserstoff/H_2O scheint es noch keine wirtschaftliche Lösung des Korrosionsproblems zu geben. Bei den übrigen bereitet die relativ kleine Austauschgeschwindigkeit Schwierigkeiten, die den Einsatz von Katalysatoren erforderlich macht.

Eine theoretische Untersuchung über Optimalprinzipien für die Anreicherung von schwerem Wasser in Heiß-Kalt-Kolonnen hat K. Bier durchgeführt[2]).

2.34 Die Anreicherung des leichten Uranisotops nach dem Diffusionsverfahren[3])

Von den zahlreichen während des Krieges bearbeiteten Methoden zur Trennung der Uranisotope hat sich das unter 2.324 beschriebene Diffusionsverfahren bisher als das wirtschaftlichste erwiesen[4]). Noch während des Krieges wurde in Oak Ridge (Tennessee) eine nach dem Diffusionsprinzip mit Uranhexafluorid arbeitende Großanlage errichtet. Ihre Kapazität ist inzwischen verdoppelt worden[5]). Weitere U^{235}-Fabriken wurden in Paducah (Kentucky) und Portsmouth (Ohio) fertiggestellt. Die amerikanischen U^{235}-Anlagen benötigen zusammen etwa $4{,}8 \cdot 10^{10}$ kWh/Jahr[6]), was ca. 70 % des Stromverbrauchs der westdeutschen Bundesrepublik entspricht[7]). Die Investierungskosten liegen in der Größenordnung von 3 Milliarden $[8]). Die produzierte U^{235}-Menge und der Verbrauch an natürlichem Uran wurden bisher nicht bekanntgegeben. Neben den Vereinigten Staaten besitzen neuerdings auch England und die Sowjetunion Diffusionstrennanlagen.

Im folgenden wird in Anlehnung an die Arbeiten von Cohen, Benedict, Dirac u. a. die Optimaltheorie des Trennprozesses dargestellt[9]). Die gewonnenen Beziehungen werden zur Abschätzung der Produktionsleistung der amerikanischen Anlagen und zur Ermittlung des ungefähren Gestehungspreises für das erzeugte U^{235} benutzt.

2.341 Die ideale Kaskade und die Wertfunktion

Die analytischen Voraussetzungen zur Ermittlung der günstigsten Betriebsbedingungen und zur Berechnung des minimalen Gesamtaufwandes der Kaskade lassen sich, bereits ohne genaue Kenntnis ihres inneren Aufbaus, durch eine eigentümliche Betrachtungsweise gewinnen. Sie beruht auf der Vorstellung, daß sowohl die Einzelelemente als auch die Kaskade als Ganzes durch ihre Trennwirkung „Wertströme" erzeugen. Dabei wird als Wert eines Materials der zu seiner Erzeugung erforderliche

---

[1]) Vgl. Bigeleisen, J., ISIS 1957.
[2]) Bier, K.,/Chem. Ing.-Techn. **28** (1956), 625.
[3]) Der Abschnitt 2.34 wurde mit freundlicher Genehmigung des Verlages Chemie, Weinheim, weitgehend aus der Chem. Ing.-Techn. **29** (1957), 365 übernommen.
[4]) Die Anwendung des Diffusionsverfahrens zur Trennung der Uranisotope wurde von J. R. Dunning vorgeschlagen.
[5]) Nucleonics **10** (1952), Nr. 7, 59; Nr. 11, 106.
[6]) Nach Nucleonics **10** (1952), Nr. 11, 106 benötigt die Anlage in Ohio $1{,}8 \cdot 10^6$ kW. Für die erweiterte Paducah-Anlage werden $7{,}35 \cdot 10^5$ kW von privaten Firmen und $1{,}2 \cdot 10^6$ kW von der Tennessee-Valley-Authority bereitgestellt. Für die erweiterte Oak Ridge-Anlage, für die keine Angaben gemacht werden, wird die Leistung der Ohio-Anlage angenommen. Damit ergibt sich eine Gesamtanschlußleistung von $5{,}5 \cdot 10^6$ kW.
[7]) Pfleiderer, W., ETZ. **76** (1952), A 722.
[8]) Vgl. Nucleonics **10** (1952), Nr. 7, 59; Nr. 9, 67. — Nucleonics **14** (1956), Nr. 4, 24.
[9]) Vgl. u. a. Cohen, K., The Theory of Isotope Separation as applied to the Large Scale Production of U^{235}, New York 1951; — Benedict, M., in Kirk-Othmer, Bd. 5, S. 76/133; in den Veröffentlichungen ist die Optimaltheorie in allgemeiner Form dargestellt. Eine explizite Anwendung auf den Fall der U^{235}-Anreicherung wird weitgehend vermieden.

in bestimmter Weise normierte Trennaufwand angesehen[1]). Die ideale Kaskade ist dadurch ausgezeichnet, daß ihr Wertstrom gleich der Summe der Werterzeugungen der Einzelelemente ist. In der idealen Kaskade soll also kein durch Trennung erzeugter Wert durch Vermischung von Strömen mit verschiedener Isotopenzusammensetzung wieder verlorengehen.

Die Wertströme werden als Produkte aus den Materialströmen und einer „Wertfunktion" $V(n, n_0)$ angesetzt, die, wegen der „Wertstromerhaltung" der Kaskade, gemeinsam für das einzelne Trennelement und die gesamte Kaskade gilt. Die Wertfunktion wird durch eine Differentialgleichung festgelegt, die sich auf Grund der Forderung ergibt, daß die mit der elementaren Entmischung verbundene Werterzeugung des Einzelelements von der U^{235}-Konzentration unabhängig sein soll. Diese Bedingung folgt aus der Identität von Wert und Aufwand zusammen mit der Tatsache, daß der Aufwand zur Erzeugung der elementaren Entmischung nicht vom Molenbruch abhängt[2]). Man erhält:

$$(\mathrm{d}^2 V/\mathrm{d}n^2)\, n^2 (1-n)^2 = \text{const.} \tag{24}$$

Gleichzeitig ergibt sich als Werterzeugung des Einzelelements, die auch Trennpotential genannt wird,

$$\delta U = L \frac{\varepsilon^2}{2} \frac{\Theta}{1-\Theta} \cdot \text{const.} \tag{25}$$

Die beiden Integrationskonstanten von (24) werden dadurch festgelegt, daß der Trennwert des Ausgangsmaterials gleich Null gesetzt und für die Wertfunktion bei der Ausgangskonzentration ein Minimum angenommen wird. Die letzte Bedingung trägt der Tatsache Rechnung, daß auch die Verminderung einer Isotopenkonzentration mit Aufwand verbunden ist. Setzt man die Konstante in (24) und (25) gleich 1, wodurch der Wert willkürlich normiert wird, so erhält man

$$V(n, n_0) = (2n-1) \ln \frac{n(1-n_0)}{n_0(1-n)} + \frac{(1-2n_0)(n-n_0)}{n_0(1-n_0)}. \tag{26}$$

Wenn die Trennkaskade ohne Abstreifsystem arbeitet, ist der einzige von ihr erzeugte Wertstrom $P\,V(n_p, n_0)$[3]). In diesem Fall beschreibt die Wertfunktion (26) unmittelbar die Abhängigkeit des Trennaufwands zur Erzeugung einer bestimmten Molzahl Uranisotopengemisch von der gewünschten U^{235}-Konzentration. Dividiert man (26) durch n_p, so ergibt sich ein Ausdruck, der die Abhängigkeit des Trennaufwands zur Erzeugung einer bestimmten Molzahl U^{235} von der gewünschten U^{235}-Konzentration wiedergibt. Die Funktion $1/n_p\, V(n_0, n_p)$ ist in Fig. **254.1** für den Fall der U^{235}-Anreicherung dargestellt (Anreicherungssystem).

Eine Anreicherungskaskade ohne Abstreifsystem überführt nur etwa den Bruchteil ε des eingesetzten natürlichen U^{235}-Materials in die angereicherte Form, woraus sich ein entsprechend großer Bedarf an natürlichem UF_6 ergibt. Bei dem relativ hohen Preis des Ausgangsmaterials würden die Materialkosten einer solchen Anlage die Trennkosten bei weitem übersteigen. Es muß daher durch eine Abstreifkaskade für einen Kompromiß zwischen den Trennkosten und den Materialkosten gesorgt werden.

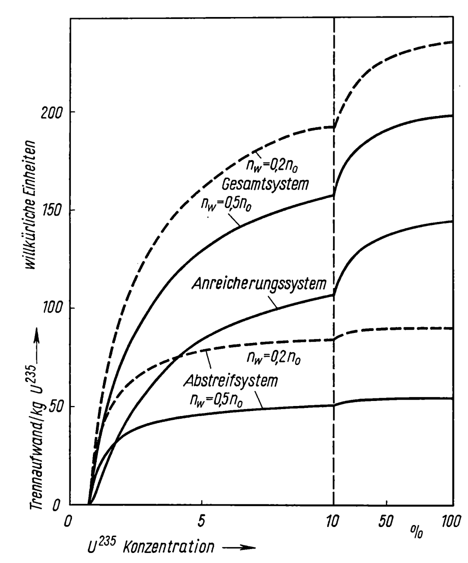
Durch die Abstreifkaskade wird der Trennaufwand um den Wertstrom $W\ V\,(n_w, n_0)$

---

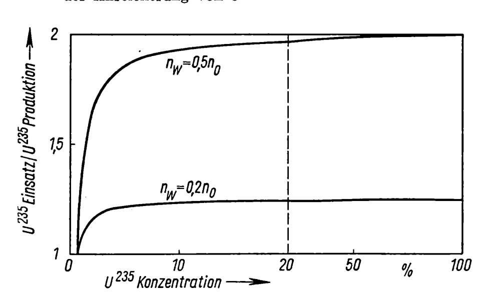
[1]) Der Begriff „Wert" ist also im Sinn von Herstellungswert gemeint, der nichts mit dem kernenergetischen Verbrauchswert zu tun hat. Erst der Vergleich von Herstellungs- und Verbrauchswert liefert beispielsweise bei einer Wirtschaftlichkeitsbetrachtung den für die Kernenergiegewinnung günstigsten Anreicherungsfaktor. Die Einführung des Begriffs „Wert" als Synonym von „normiertem Aufwand" ermöglicht Begriffsbildungen wie „Werterhaltung der Kaskade" und „Werterzeugung des Einzelelements".

[2]) Es wird hier also von einer speziellen Eigenschaft isotoper Systeme Gebrauch gemacht.

[3]) Der Wertstrom des die Anlage mit schwach vermindertem U^{235}-Gehalt verlassenden Materials ist um den Faktor $\varepsilon(n_p - n_0)/V(n_p, n_0)$ kleiner als der Wertstrom des Produktes.



254.1 Die Konzentrationsabhängigkeit des Trennaufwands bei der Anreicherung von U^{235}



254.2 Das Verhältnis von eingesetzter und produzierter U^{235}-Menge

vermehrt. Ersetzt man W mit der aus der Kombination von Isotopenerhaltung und allgemeiner Materialerhaltung der Kaskade resultierenden Beziehung

$$W = P\frac{n_p - n_0}{n_0 - n_w}, \tag{27}$$

so ergibt sich als Wertstrom der Abstreifkaskade

$$PV^*(n_p, n_w, n_0) = P\frac{n_p - n_0}{n_0 - n_w} \times \times \left[(2n_w - 1)\ln\frac{n_w(1 - n_0)}{n_0(1 - n_w)} + \frac{(1 - 2n_0)(n_w - n_0)}{n_0(1 - n_0)}\right]. \tag{28}$$

Der in Fig. **254.1** (Abstreifsystem) für die speziellen Fälle $n_w = 0{,}5\,n_0$ und $0{,}2\,n_0$ dargestellte Ausdruck $(1/n_p)\,V^*(n_p, n_w, n_0)$ beschreibt den auf die Abstreifkaskade entfallenden Trennaufwand zur Erzeugung einer bestimmten Molzahl U^{235} in denselben Einheiten wie die für das Anreicherungssystem maßgebliche Funktion. Man erhält daher die Konzentrationsabhängigkeit des G e s a m t a u f w a n d e s einfach durch Addition der Ordinatenwerte beider Kurven (Fig. **254.1**, Gesamtsystem). Es ist bemerkenswert, daß der Trennaufwand zur R e i n d a r s t e l l u n g einer bestimmten U^{235}-Menge nach Fig. **254.1** für $n_w = 0{,}5\,n_0$ beispielsweise nur doppelt so groß ist wie der für eine Anreicherung auf 3 %.

Bei einem endlichen Abstreifverhältnis n_w/n_0 muß mehr U^{235} in Form von natürlichem Material eingesetzt werden, als in angereicherter Form gewonnen wird. Für das Verhältnis Einsatz/Produktion ergibt sich mit (27)

$$\frac{U^{235}_{\text{eingesetzt}}}{U^{235}_{\text{produziert}}} = \frac{Pn_p + Wn_w}{Pn_p} = 1 + \frac{n_w(n_p - n_0)}{n_p(n_0 - n_w)}. \tag{29}$$

In Fig. **254.2** ist Gl. (29) für $n_w/n_0 = 0{,}5$ und $0{,}2$ in Abhängigkeit von der Produktionskonzentration dargestellt. Man bemerkt, daß der durch das endliche Abstreifverhältnis bedingte U^{235}-Verlust, ähnlich wie der in Fig. **254.1** dargestellte Trennaufwand, weitaus am stärksten im Bereich niedriger Konzentrationen zunimmt.

Als Strom F des natürlichen Ausgangsmaterials, der für einen Produktionsstrom P bei einer Produktionskonzentration n_p und einer Abfallkonzentration n_w erforderlich ist, ergibt sich analog zu Gl. (27)

$$F = P\frac{n_p - n_w}{n_0 - n_w}. \tag{30}$$

Das Abstreifverhältnis, für das bisher willkürlich die Werte 0,5 und 0,2 angenommen wurden, muß in der Praxis so festgelegt werden, daß die Summe aus Trenn- und Materialaufwand möglichst klein wird. Die entsprechende Optimalbetrachtung läßt sich jedoch erst durchführen, wenn der tatsächliche Trennaufwand der Kaskade, und nicht nur der normierte, bekannt ist.

Der tatsächliche Trennaufwand hängt, im Gegensatz zum normierten (Wert), von den Betriebsbedingungen der Elemente ab. Es ist daher zunächst zu untersuchen, welche Betriebsbedingungen den Trennaufwand[1]) minimal machen. Zur Festlegung des günstigsten Abstreifverhältnisses ist dann später der minimale Trennaufwand mit dem Materialaufwand zu vergleichen.

2.342 Die optimalen Betriebsbedingungen

Der Trennaufwand der idealen Kaskade läßt sich mit der Wertfunktion auf den Trennaufwand des Elements zurückführen durch die Beziehung:

$$\frac{\text{Trennaufwand der Kaskade}}{\text{Werterzeugung der Kaskade}} = \frac{\text{Trennaufwand des Elements}}{\text{Werterzeugung des Elements}}. \tag{31}$$

Da die Werterzeugung der Kaskade von den Betriebsbedingungen unabhängig ist, spiegelt sich der Einfluß der Betriebsbedingungen auf den Trennaufwand der Kaskade vollständig in dem Verhältnis von Trennaufwand und Werterzeugung des Einzelelements wider, das im folgenden spezifischer Aufwand genannt wird.

Der Trennaufwand des Elements setzt sich hauptsächlich zusammen aus: 1. dem Kapitaldienst und den laufenden Reparaturkosten für die Trennwände, die Gehäuse, Rohrleitungen und Steuereinrichtungen; 2. dem Kapitaldienst und den laufenden Reparaturkosten für die Kompressoren; 3. den Kosten für elektrische Energie.

Die drei Anteile sind im wesentlichen zu folgenden physikalisch erfaßbaren Größen proportional: 1. der Trennwandfläche, 2. dem Ansaugvolumen der Kompressoren, 3. der idealen isothermen Kompressionsarbeit.

Für den spezifischen Aufwand ergibt sich daher mit Gl. (25), Gl. (11) und Gl. (12)

$$\text{spez. Aufwand} = \frac{2\Theta}{\varepsilon^2_{\max} L(1-\Theta)} \left[\ln \frac{1}{1-\Theta}\left(1 - \frac{p_b}{p_a}\right)\right]^{-2} \times \tag{32}$$

$\times (c_1 \cdot \text{Trennwandfläche} + c_2 \cdot \text{Ansaugvolumen} + c_3 \cdot \text{ideale isotherme Kompressionsarbeit})$.

Die Konstanten c_1 und c_2 hängen, außer von den Apparatekosten, von der geforderten Verzinsungs- und Amortisierungsrate des Kapitals ab, während c_3 neben dem Strompreis auch den Wirkungsgrad der Kompressoren enthält.

Die frei wählbaren Betriebsbedingungen sind das Abpumpverhältnis Θ und die Drucke p_a und p_b. Ersetzt man die physikalischen Aufwandsgrößen in Gl. (32) durch die Kombination der Betriebsbedingungen, zu denen sie proportional sind, so erhält man[2])

$$\text{spez. Aufwand} = \frac{2\Theta}{\varepsilon^2_{\max} L(1-\Theta)} \left[\ln \frac{1}{1-\Theta}\left(1 - \frac{p_b}{p_a}\right)\right]^{-2} \times$$
$$\times \left(c_1' \frac{\Theta}{p_a - p_b} + c_2' \frac{\Theta}{p_b} + c_3' \,\Theta \ln p_a/p_b\right). \tag{33}$$

Es sind die Betriebsbedingungen zu ermitteln, die den kleinsten spezifischen Aufwand ergeben.

---

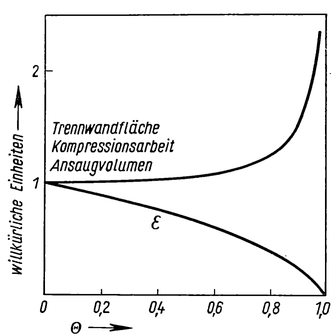
[1]) Im folgenden wird der Begriff „Trennaufwand" nur noch im Sinne von „tatsächlichem Trennaufwand" benutzt.

[2]) Der relativ geringe Aufwand zum Bewegen des Stromes $(1 - \Theta)L$ wird hier gegenüber dem Aufwand zur Kompression des Stromes ΘL vernachlässigt. Er wird bei der Zahlenrechnung nachträglich berücksichtigt (s. unten).

Das Abpumpverhältnis. Da das Abpumpverhältnis Θ in der rechten Klammer von Gl. (33) nur als gemeinsamer Faktor auftritt, läßt sich sein Einfluß auf den spezifischen Aufwand ohne Kenntnis der Konstanten c_1', c_2', c_3' übersehen. Man erhält

$$\text{spez. Aufwand} \sim \frac{\Theta^2}{1-\Theta}\left(\ln\frac{1}{1-\Theta}\right)^{-2}. \tag{34}$$

Die Funktion ist in Fig. **256.1** wiedergegeben. Sie hat ihren kleinsten Wert bei $\Theta = 0$. Die Tatsache, daß die physikalischen Aufwandsgrößen mit Θ monoton ansteigen, beruht letzten Endes darauf, daß sich im Raum b des Trennelements (Fig. **237.1**) mit steigendem Abpumpverhältnis in zunehmendem Maße Teilströme vermischen, die die Membrane mit verschiedener Isotopenzusammensetzung passiert haben.



256.1 Die Abhängigkeit des Elementareffekts ε und der physikalischen Aufwandsgrößen vom Abpumpverhältnis Θ

Bei der Zusammenschaltung der Trennelemente in einer Kaskade ist zu berücksichtigen, daß nach den bei der Ableitung der Wertfunktion benutzten Voraussetzungen außerhalb der Trennelemente nur Teilströme mit gleicher Isotopenzusammensetzung vermischt werden dürfen. Auf Grund dieser Forderung ist jedem Abpumpverhältnis eine bestimmte Schaltung zugeordnet, wie dies in Fig. **237.2** für drei Beispiele gezeigt ist. Im Fall $\Theta = 0{,}5$ ist der Aufbau der Kaskade offensichtlich besonders einfach. Da die Aufwandsgrößen (nach Fig. **256.1**) zwischen $\Theta = 0$ und 0,5 nur um 4% ansteigen, dürfte für die Praxis allein das Abpumpverhältnis 0,5 in Frage kommen.

Die Drucke. Da die drei Aufwandsgrößen in verschiedener Weise von den Gasdrucken beeinflußt werden, lassen sich die Werte von p_a und p_b, die das Verhältnis von Trennaufwand und Wert minimal machen, nur bei Kenntnis der Konstanten c_1', c_2', c_3' ermitteln. Da diese von den örtlichen Umständen abhängen und infolgedessen nicht allgemein anzugeben sind, ist es zweckmäßig, die drei Summanden des spezifischen Aufwandes getrennt zu diskutieren.

Nach Gl. (33) ergibt sich für einen konstanten Strom L

$$\text{Trennwandfläche} \sim \frac{1}{p_a(1-p_b/p_a)^3}, \tag{35}$$

$$\text{Ansaugvolumen} \sim \frac{1}{p_a(p_b/p_a)\,(1-p_b/p_a)^2}, \tag{36}$$

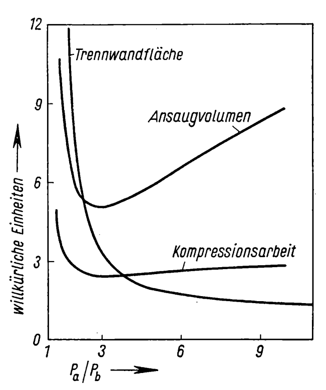
$$\text{ideale isotherme Kompressionsarbeit} \sim \frac{\ln p_a/p_b}{(1-p_b/p_a)^2}. \tag{37}$$

Die Beziehungen Gl. (35) bis Gl. (37) legen es nahe, nacheinander den Einfluß des Druckverhältnisses p_a/p_b bei konstantem p_a und des Absolutdruckes p_a bei konstantem Druckverhältnis zu untersuchen.

Das Druckverhältnis. Der Einfluß des Druckverhältnisses auf die drei Aufwandsgrößen ist in Fig. **257.1.** dargestellt: Während die Trennwandfläche, die zur Erzeugung eines bestimmten Wertstromes benötigt wird, mit kleiner werdendem Druckverhältnis monoton zunimmt, durchläuft die aufzuwendende ideale isotherme Kompressionsarbeit ein flaches Minimum bei $p_a/p_b \approx 3{,}5$ und das Ansaugvolumen ein relativ steiles Minimum bei $p_a/p_b = 3$.

Bei der Optimalbetrachtung ist zu berücksichtigen, daß die Konstanten c_2' und c_3' mit

kleiner werdendem Druckverhältnis abnehmen, da die Kompressoren billiger werden und ihr Wirkungsgrad ansteigt. Dennoch wird man in der Praxis mit relativ großen Druckverhältnissen arbeiten, da die mit steigendem p_a/p_b abnehmenden Kapital- und Reparaturkosten der Trennelemente bei der Gesamtbilanz stark ins Gewicht fallen. Im allgemeinen dürfte der günstigste Kompromiß etwa bei $p_a/p_b = 10$ liegen.



257.1 Abhängigkeit der physikalischen Aufwandsgrößen vom Druckverhältnis p_a/p_b.

Der Absolutdruck. In Gl. (35) und Gl. (36) steht der Absolutdruck im Nenner, was besagt, daß Trennwandfläche und Ansaugvolumen, bei konstantem Druckverhältnis, mit steigendem Absolutdruck abnehmen.

Die ideale isotherme Kompressionsarbeit ist nach Gl. (37) zwar vom Absolutdruck unabhängig, doch ergibt sich für die tatsächlich aufzuwendende Energie eine negative Druckabhängigkeit dadurch, daß der Wirkungsgrad der in Frage kommenden Kompressoren im interessierenden Druckbereich von 1/10 bis 1 at mit steigendem Absolutdruck zunimmt[1]).

Bei der Festlegung des Absolutdrucks ist zu berücksichtigen, daß der Elementareffekt der Trennung nur dann durch Gl. (11) beschrieben wird, wenn die Porenweite der Trennwand klein gegen die mittlere gaskinetische freie Weglänge des Isotopengemisches ist. Mit steigendem Druck müssen die Trennwände also immer feinporiger werden. Setzt man voraus, daß der Durchmesser d der als kreisrund angenommenen Poren zum Druck proportional vermindert wird, so ist wegen der Knudsenschen Beziehung

$$\text{Stromstärke} \sim d^3 (p_a - p_b)/\delta, \tag{38}$$

(δ Dicke der Wand), die Zahl der Poren pro Flächeneinheit quadratisch mit dem Druck zu vergrößern, wenn der Molstrom durch die Flächeneinheit erhalten bleiben soll. Die technische Aufgabe besteht also in der Herstellung einer möglichst feinporigen, möglichst porenreichen und möglichst dünnen Wand, die der mechanischen Belastung durch die Druckdifferenz $p_a - p_b$ gewachsen ist[2]).

Zur Festlegung des Optimalwertes von p_a muß der mit der vorliegenden Wand erzielbare Elementareffekt der Trennung bei festem p_a/p_b und Θ in Abhängigkeit von p_a experimentell bestimmt werden[3]). Nach Einsetzen der empirisch gewonnenen Druckfunktion von ε in Gl. (25) bzw. Gl. (33) können die Kostenanteile in der beschriebenen Weise gegeneinander abgewogen werden.

Da der optimale Druck von den Eigenschaften der zur Verfügung stehenden Trennwand abhängt, läßt er sich nicht allgemein angeben. Bei den amerikanischen Anlagen dürfte p_a heute in der Größenordnung von einer Atmosphäre liegen. Dem entspricht nach der Dampfdruckkurve des UF_6 eine Mindesttemperatur der gesamten Anlage von 56 °C.

[1]) Es dürften Zentrifugalgebläse verwendet werden, die beim UF_6 wegen des großen Molekulargewichts auch im Bereich niedriger Drucke einen verhältnismäßig guten Wirkungsgrad besitzen.

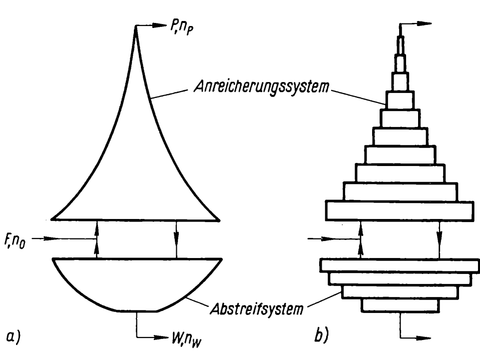
[2]) Es ist nicht bekannt, aus welchem Material die Membranen der amerikanischen Anlagen bestehen. Verschiedene Gesichtspunkte sprechen für poröses Nickel. Neuerdings dürften auch fluorierte Kunststoffe verwendet werden.

[3]) Vgl. dazu den Vortrag von Geoghegan, G. R. H., u. Kronberger, H., UKAEA, Risley, ISIS 1957.

2.343 Der Aufbau der Kaskade

Vor der praktischen Anwendung der abgeleiteten Beziehungen soll noch untersucht werden, inwieweit sich die „Nicht-Vermischungsbedingung" beim Aufbau der Kaskade realisieren läßt. Bei der Diskussion über das Abpumpverhältnis hatte sich bereits ergeben, daß die Elemente entsprechend Fig. **237.2** mit $\Theta = 0{,}5$ zusammengeschaltet werden sollen. Aus der Betrachtung ging jedoch noch nicht hervor, welchen Durchsatz die einzelnen Elemente haben müssen, wie die Kaskade auf der Produktionsseite abzuschließen ist und wie der Produktionsstrom P entnommen werden kann.

Am Produktionsende läßt sich die Nicht-Vermischungsbedingung offensichtlich nur dadurch erfüllen, daß der Teilstrom ΘL des letzten Elements vollständig als Produktionsstrom P entnommen wird. Wegen der Materialerhaltung und der Nicht-Vermischungsbedingung muß dann der Durchsatz der folgenden Elemente proportional zu der am Produktionsende mit 1 beginnenden Elementnummer ansteigen, sofern die Konzentrationsdifferenz $n_2 - n_1$ der Elemente als konstant angesehen werden kann. (Vgl. die bei Fig. **237.2** für $\Theta = 0{,}5$ angeschriebenen Stromstärken.) Die ideale Kaskade ist also in erster Näherung „dreieckig". Bei der Überwindung größerer Konzentrationsbereiche muß berücksichtigt werden, daß $n_2 - n_1$ nicht konstant, sondern nach Gl. (11) gleich $\varepsilon n(1 - n)$ ist, was zu Abweichungen von der dreieckigen Form führt[1]).



258.1 Die optimale Durchsatzfunktion. a) kontinuierlich gestaffelte Kaskade, b) „quadrierte" Kaskade

Für beliebige Konzentrationsbereiche wurde die Konzentrationsabhängigkeit des Durchsatzes der idealen Kaskade von K. Cohen ermittelt[2]). Im speziellen Fall $\Theta = 0{,}5$ ergibt sich

$$L_{\text{opt}} = \frac{2P(n_p - n)}{\varepsilon n(1 - n)}. \quad (39)$$

Dabei beträgt die Zahl der hintereinanderzuschaltenden Elemente

$$s = \frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{n_p(1 - n_0)}{n_0(1 - n_p)}. \quad (40)$$

In Fig. **258.1** a gibt die Breite der Figur den mit Gl. (39) berechneten Durchsatz der idealen Anreicherungs- und Abstreifkaskade für den Fall der U^{235}-Anreicherung wieder, wobei in vertikaler Richtung die Konzentration aufgetragen ist. Bei der Anreicherungskaskade ist die Figur im Konzentrationsbereich $n < 0{,}5$ gegenüber einem Dreieck nach innen eingezogen, da die im Nenner von Gl. (39) stehende elementare Konzentrationsverschiebung $\varepsilon n(1 - n)$ mit steigender Anreicherung zunimmt. Bei der Abstreifkaskade, für die in Gl. (39) P durch $-W$ und n_p durch n_w ersetzt werden muß, ist die Figur dagegen aufgeweitet, da die elementare Konzentrationsverschiebung mit steigender Verarmung des leichten Isotops kleiner wird.

Wegen der bei der U^{235}-Anreicherung erforderlichen hohen Stufenzahl läßt sich die optimale Durchsatzfunktion durch Veränderung des Durchsatzes von Stufe zu Stufe zwar im Prinzip nahezu beliebig gut annähern. Da die quasikontinuierliche Staffelung jedoch

[1]) Dabei muß Θ von Element zu Element um Beträge in der Größenordnung von ε variiert werden.

[2]) Vgl. u. a. Cohen, K., The Theory of Isotope Separation as applied to the Large Scale Production of U^{235}, New York 1951.

außerordentlich viele verschiedene Trennelement- und Pumpentypen bedingen würde, ersetzt man sie in der Praxis durch eine Folge rechteckiger Kaskaden, die sich aus einer wesentlich kleineren Zahl von Apparatetypen aufbauen läßt (Fig. **258.**1b). Die Ankoppelung der Teilkaskaden hat dabei so zu erfolgen, daß ein möglichst geringer negativer Wertstrom entsteht.

Durch eine sorgfältige „Quadrierung" der Kaskaden dürfte sich die Trennwandfläche, das Ansaugvolumen und die Kompressionsarbeit nur um wenige Prozent gegenüber dem Optimalfall erhöhen, während sich durch den vereinfachten Aufbau eine wesentliche Verminderung der spezifischen Investierungs-, Reparatur- und Wartungskosten erzielen läßt [Konstanten c_1' und c_2' in Gl. (33)].

2.344 Zahlenbeispiel

Abschätzung der Produktionsleistung der amerikanischen U^{235}-Trennanlagen. Mit den zusammengestellten Formeln läßt sich die Produktion der amerikanischen U^{235}-Fabriken und ihr Bedarf an natürlichem Uran aus dem angegebenen Stromverbrauch folgendermaßen abschätzen: Als Spezialfall von Gl. (31) gilt

$$\frac{\text{elektr. Aufwand der Kaskade}}{\text{Werterzeugung der Kaskade}} = \frac{\text{elektr. Aufwand des Elements}}{\text{Werterzeugung des Elements}} = \zeta_{\text{elektr}}. \qquad (41)$$

Der „spezifische elektrische Aufwand" ζ_{elektr} stellt eine charakteristische Größe des Trennverfahrens dar, die mit den optimalen Betriebsdaten des Trennelements zu berechnen ist. Der elektrische Aufwand des Elements setzt sich zusammen aus der elektrischen Leistung zur Kompression des Stromanteils ΘL um den Faktor p_a/p_b und der Leistung zur Kompression des Stromanteils $(1-\Theta)\,L$ um einen Faktor, der sich aus dem Druckabfall des Hochdruckgases in den Trennelementen und Steuereinrichtungen ergibt. Als Kompressionsfaktor des Hochdruckgases wird der Wert 1,2 angenommen, während $p_a/p_b = 10$ gesetzt wird (s. oben). Aus Gl. (41) und Gl. (25) erhält man mit $\Theta = 0{,}5$, zunächst ohne Berücksichtigung des Wirkungsgrades der Kompressoren,

$$\zeta_{\text{elektr id}} = \frac{2}{\varepsilon^2}\,\frac{(1-\Theta)}{\Theta}\,RT[\Theta \ln 10 + (1-\Theta)\ln 1{,}2] = 2{,}485\,\frac{RT}{\varepsilon^2}. \qquad (42)$$

Als obere Grenze des Elementareffekts ε ergibt sich aus Gl. (11) mit $\Theta = 0{,}5$ und $p_a/p_b = 10$

$$\varepsilon_{\text{opt}} = 2{,}68 \cdot 10^{-3}. \qquad (43)$$

Der theoretische Grenzwert des Elementareffekts kann in der Praxis einmal deshalb nicht erreicht werden, weil die Trennelemente wegen ungenügender Vermischung des Hochdruckgases in der zur Trennwand senkrechten Richtung und wegen kleiner Fehler in den Trennwänden unvollkommen arbeiten. Zum anderen muß bei der Festlegung der Betriebsbedingungen ein gewisser Abfall von ε im Interesse eines möglichst hohen Absolutdrucks in Kauf genommen werden (s. oben). Der Elementareffekt wird daher im folgenden nur mit 70% des theoretischen oberen Grenzwerts angenommen, d. h.

$$\varepsilon_{\text{eff}} = 1{,}88 \cdot 10^{-3}. \qquad (44)$$

259.1 Die Wertfunktion V_{ges} nach Gl. (47) in Abhängigkeit von der Produktionskonzentration n_p des U^{235} für die Abstreifverhältnisse 0,5 und 0,2

Produktions-konzentration	Wertfunktion $V_{\text{ges.}}$	
n_p	$n_w = 0{,}5\,n_0$	$n_w = 0{,}2\,n_0$
0,008	0,0540	0,0855
0,009	0,1310	0,1991
0,010	0,2212	0,3260
0,015	0,7949	1,087
0,02	1,490	1,961
0,04	4,750	5,954
0,08	12,02	14,69
0,1	15,80	19,20
0,2	35,24	42,30
0,4	75,21	89,56
0,8	157,4	186,4
0,9	178,7	211,4

Damit ergibt sich für $T = 330$ °K auf Grund von Gl. (42)

$$\zeta_{\text{elektr id}} = 5{,}36 \cdot 10^2 \text{ kWh/mol} = 2{,}26 \cdot 10^3 \text{ kWh/kg U}. \tag{45}$$

Der isotherme Wirkungsgrad der Zentrifugalgebläse wird mit 25% angenommen. Der tatsächliche spezifische elektrische Aufwand des Trennelements beläuft sich dann auf

$$\zeta_{\text{elektr}} \approx 9000 \text{ kWh/kg}. \tag{46}$$

Aus Gl. (41) erhält man bei Einführung der aus Gl. (26) und Gl. (28) gebildeten Wertfunktion

$$V_{\text{ges}} = V(n_p, n_0) + V^*(n_p, n_w, n_0) \tag{47}$$

für die Produktion:

$$\text{Produktion an angereichertem Uran} = \text{Stromverbrauch der Kaskade}/\zeta_{\text{elektr}} V_{\text{ges}} \tag{48}$$

V_{ges} ist in Tab. **259.1** für die Abstreifverhältnisse 0,5 und 0,2 angegeben. Mit dem in der Einleitung erwähnten Stromverbrauch der amerikanischen Anlagen von $4{,}8 \times 10^{10}$ kWh/Jahr erhält man bei einer angenommenen Produktionskonzentration von 20% U^{235} die in Tab. **260.1** zusammengestellten Daten.

260.1 Die abgeschätzte Produktionsleistung und der Verbrauch an natürlichem Uran der amerikanischen Anlagen

	n_w/n_0	0,5	0,2
Produktionsleistung	t Uran/Jahr mit 20% U^{235}	151	126
	t U^{235}/Jahr	30	25
Verbrauch an natürl. Uran, t/Jahr		8250	4380

Im Anschluß an Gl. (31) definieren wir weiter

$$\zeta_{\text{Inv}} = \frac{\text{Investierung f. d. Kaskade}}{\text{Werterzeugung der Kaskade}} = \frac{\text{Investierung f. d. Element}}{\text{Werterzeugung d. Elements}}. \tag{49}$$

Mit einer Investierung von $3 \cdot 10^9$ \$ und einer Werterzeugung von $5{,}33 \cdot 10^6$ kg/Jahr, die sich als Verhältnis von Stromverbrauch/Jahr und ζ_{elektr} ergibt, erhält man als „spezifische Investierung" der amerikanischen Anlagen

$$\zeta_{\text{Inv}} \approx 560 \text{ \$/(kg/Jahr)}. \tag{50}$$

Die Kosten des angereicherten Materials setzen sich im wesentlichen aus folgenden Anteilen zusammen:

1. Stromkosten ($/kg U^{235}) $= \zeta_{\text{elektr}}$ (kWh/kg) $\cdot$ Strompreis ($/kWh) $\cdot\, V_{\text{ges}}/n_p$; (51)
2. Kapitalkosten ($/kg U^{235}) $= \zeta_{\text{Inv}}$ [$/(kg/Jahr)] $\cdot$ Kapitaldienst (% des Kapitals/Jahr) $\cdot\, V_{\text{ges}}/n_p$; (52)
3. Materialkosten ($/kg U^{235}) = Uranpreis ($/kg) $\cdot\, (n_p - n_w)/n_p\,(n_0 - n_w)$. (53)

Mit einem Strompreis von $3{,}75 \cdot 10^{-3}$ \$/kWh[1]) und einem Uranpreis von 40 \$/kg[2]) erhält man bei den angenommenen Abstreifverhältnissen die in Tab. **261.1** zusammengestellten Strom- und Materialkosten des 20%igen Materials. Man bemerkt, daß bei $n_w/n_0 = 0{,}5$ die Summe aus Strom- und Materialkosten den amerikanischen Preis[3]) von 16,12 \$/g U^{235} bereits geringfügig übersteigt, so daß in diesem Fall ein Kapital-

[1]) Die AEC muß für einen Anschluß von $1{,}8 \cdot 10^6$ kW pro Jahr $6 \cdot 10^7$ \$ bezahlen (vgl. Anm. 6, S. 252).

[2]) Dies ist der offizielle Preis für reines Uranmetall [Nucleonics **13** (1955), Nr. 9, 110]. Es kann angenommen werden, daß der Preis von Uran in Form von reinstem UF_6 etwa derselbe ist.

[3]) Atomwirtschaft **1** (1956), 429. Bis vor kurzem betrug der offizielle Preis von 20%igem Material noch 25 \$/g U^{235}. Nucleonics **13** (1955), Nr. 9, 110.

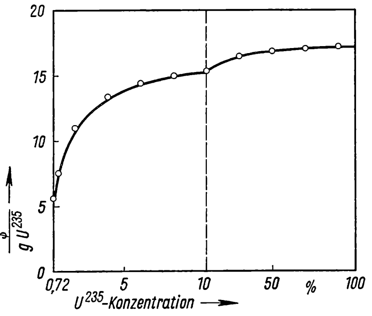
dienst nicht möglich ist. Bei $n_w/n_0 = 0{,}2$ verbleiben 2 $/g U^{235}, die einem Kapitaldienst von 1,7% entsprechen[1]).

261.1 Die berechneten Strom- und Materialkosten des 20%igen Materials

n_w/n_0	0,5	0,2
Stromkosten ($/g U^{235})	6,0	7,2
Materialkosten ($/g U^{235})	11,0	7,0

In Fig. 261.2 sind die mit Gl. (51) bis Gl. (53) für n_w/n_0 bei einem Kapitaldienst von 1,7% berechneten Gesamtkosten als Kurven aufgetragen. Die eingezeichneten Kreise stellen die amerikanische Preisangabe dar. Nach Fig. 261.2 gibt die berechnete Kurve die amerikanische Preisliste im gesamten Konzentrationsbereich innerhalb der Fehlergrenze wieder.

Bei der Beurteilung des Ergebnisses ist allerdings zu berücksichtigen, daß der Wert des von der Anlage mit vermindertem U^{235}-Gehalt zurückgelieferten Uranhexafluorids gleich Null gesetzt wurde, da nicht bekannt ist, in welchem Umfang dieses Material, etwa für das Brüten von Plutonium, wirtschaftlich eingesetzt werden kann. Weiter ist die Möglichkeit in Erwägung zu ziehen, daß der isotherme Wirkungsgrad der Kompressoren zu niedrig angenommen wurde. Bei neueren Konstruktionen soll mit UF_6 ein isothermer Wirkungsgrad von etwa 40% zu erreichen sein. Die aus dem Stromverbrauch errechnete Produktion würde dadurch um den Faktor 1,6 ansteigen. Der mögliche Kapitaldienst würde sich auf etwa 6% erhöhen.



261.2 Der Preis von 1 g U^{235} in Abhängigkeit von der U^{235}-Konzentration. Die ausgezogene Kurve wurde berechnet. Die eingezeichneten Punkte geben die offizielle Preisliste der AEC wieder.

Zusammenfassende Literatur

Walcher, W., Erg. exakt. Naturwiss. **18** (1939), 155. — Cohen, K., The Theory of Isotope Separation as applied to the Large Scale Production of U^{235}, New York 1951. — Proceedings of the International Symposium on Isotope Separation (ISIS), Amsterdam 1957.

2.4 Veränderungen der Materie durch Bestrahlung*)

2.41 Vorgänge und Gesetzmäßigkeiten bei den Strukturveränderungen

Beim Durchgang schneller Teilchen durch Materie (s. 1.3) können verschiedene Arten von Wechselwirkungen auftreten: a) Wechselwirkung mit den Elektronen der Materie (Ionisation oder Anregung); b) Stoßwechselwirkung mit den Atomen; c) Erzeugung von Fremdatomen durch Kernumwandlung. Der letztere Prozeß spielt vor allem beim Beschuß mit Neutronen eine Rolle. Bei diesen Effekten von Neutronen oder geladenen Korpuskeln handelt es sich um direkte Wirkungen. Röntgen- oder Gamma-Strahlen wirken hingegen nur indirekt durch die von ihnen in der Materie ausgelösten Photo- oder Compton-Elektronen, so daß auch hier letztlich eine Wirkung schneller Korpuskeln vorliegt. Sehr harte Gamma-Strahlen können außerdem beim Durchgang durch Materie schnelle Elektronen und Positronen durch

*) Verfaßt von N. Riehl und R. Sizmann, München.

[1]) Bei einer genaueren Berechnung müßten u. a. noch die Kosten für das Kühlwasser sowie die Personalkosten berücksichtigt werden.

Paarbildung erzeugen. Als weitere Sekundärstrahlungen treten beim Durchgang von Elektronen durch Materie Bremsstrahlen auf. Auch bei Kernreaktionen, vor allem beim Einfang von Neutronen durch Atomkerne, entstehen meist sekundäre Gamma-Strahlen.

Die oben aufgezählten drei Haupttypen der Einwirkung schneller Teilchen sind primäre Wirkungen, auf die verschiedene sekundäre Effekte folgen können. Unter diesen sind bei Bestrahlung mit energiereichen Teilchen speziell die sog. „Störbereiche" zu erwähnen: Ein großer Teil der durch die Wechselwirkung mit der Materie übertragenen Energie dissipiert in Wärme; insbesondere am Ende der Teilchenbahnen kann es zu einer erheblichen lokalen Erwärmung kommen, wobei, makroskopisch gerechnet, etwa 1000 Atome um mehrere 1000 Grad erhitzt werden, allerdings nur für die sehr kurze Zeit von 10^{-11} bis 10^{-10} s. Bei hohen Bestrahlungsdichten überdecken sich die Teilchenbahnen, so daß die Störbereiche zu einer Ausheilung vorhandener Fehlstellen führen können.

Der in diesem Abschnitt behandelte Stoff ist nicht streng nach den drei oben aufgezählten Haupttypen der Wechselwirkungen zwischen Strahlen und Materie aufgeteilt. In sehr vielen Fällen finden beim Durchgang der Partikeln durch Materie sowohl Wechselwirkungen mit Elektronen als auch Stoßprozesse statt, wobei je nach der Masse und Energie der einfallenden Partikel der eine oder andere Prozeß überwiegt. Nur die Fremdatomerzeugung kann in einem besonderen Abschnitt behandelt werden, weil die Kernumwandlungen nicht mit den ersten beiden Prozessen konkurrieren.

Das zur Zeit vorliegende Material über die Einwirkung von Strahlen auf Materie ist bereits außerordentlich umfangreich, so daß in dem hier zur Verfügung stehenden Raum nur die wesentlichen Grundzüge dieser Einwirkung sowie eine Anzahl charakteristischer Beispiele gebracht werden können. Eingehendere Darstellungen sind am Schluß des Abschnitts als „Zusammenfassende Literatur" aufgeführt.

2.411 Frenkel-Defektbildung durch Stoßwechselwirkung bei Bestrahlung von Festkörpern

Grundlagen. Schnelle geladene Teilchen geben beim Durchgang durch Materie auf zweierlei Art ihre Energie ab: a) durch elastische Zusammenstöße mit den Atomen; b) durch Elektronenanregung und Ionisation der Atome. Schnelle Neutronen dagegen können als ungeladene Partikeln nur durch elastische Stöße ihre kinetische Energie übertragen.

Bei einem elastischen Stoß eines Teilchens mit der kinetischen Anfangsenergie E_1 und der Masse m_1 auf ein ruhendes Teilchen der Masse m_2 ist die maximal abgegebene Energie

$$\Delta E = E_1 \cdot \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} = E_1 \cdot \delta, \tag{1}$$

während die mittlere bei isotroper Streuung übertragene Energie $\overline{\Delta E} = 0{,}5 \cdot E_1 \cdot \delta$ und die wahrscheinlichste beim Stoß übertragene Energie $\Delta E_w = 0{,}75 \cdot E_1 \cdot \delta$ ist. In Festkörpern mit starrem Gitteraufbau kann die übertragene Energie ΔE ausreichen, um ein getroffenes Gitteratom aus seiner normalen Lage zu werfen (Wigner-Effekt) und so Leerstelle und Zwischengitteratom (Frenkel-Defekt) zu erzeugen. Dies ist dann der Fall, wenn ΔE einen gewissen Grenzwert E_v überschreitet. E_v liegt nach einer theoretischen Abschätzung von Seitz[1]) für die meisten Metalle und auch für Ionen- und Valenzkristalle um 25 eV, was sich an einigen Metallen und Halbleitern auch experimentell bestätigen ließ[2]). So fanden Eggen und Laubenstein bei der Bestrahlung dünner Kupferfolien mit Elektronen steigender Energie eine untere Grenzenergie $E_1 = E_0$, von der an infolge der Bildung von Frenkel-Defekten eine elektrische Widerstandszunahme im

[1]) Seitz, F., Disc. Faraday Soc. **5** (1949), 271.

[2]) Klontz, E. E., u. Lark-Horovitz, K., Phys. Rev. **82** (1951), 763; **86** (1952), 643. — Eggen, D. T., u. Laubenstein, M. J., Phys. Rev. **91** (1953), 238 — Dugdale, R. A., u. Green, A., Philos. Mag. **45** (1954), 163. — Denny, J. M., Phys. Rev. **92** (1953), 531. — s. a. Huntington, H. B., Phys. Rev. **93** (1954), 1414. — Kohn, W., Phys. Rev. **93** (1954), 1409

Kupfer einsetzt. Das bedeutet, daß bei $E_1 = E_0$ die von einem Elektron durch Stoß an ein Kupferatom übertragene Energie ΔE von der Größenordnung des Schwellenwertes E_v geworden ist. Aus dem experimentellen Wert $E_0 = 0{,}49$ MeV ergibt sich aus Gl. (1) (unter Berücksichtigung der relativistischen Massekorrektur für die schnellen Elektronen) für Kupferatome $E_v = 25$ eV. Für Germanium fanden Klontz und Lark-Horovitz[1]) auf gleiche Weise $E_v = 32$ eV.

Die quantitative Beschreibung des Energieverlustes geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie (Seitz[2])) führten u. a. zu folgenden Aussagen:

a) Nur rund die Hälfte der durch elastischen Stoß übertragenen kinetischen Energie steht den herausgeworfenen Gitteratomen zur Erzeugung sekundärer Frenkel-Defekte mit der Verlagerungsenergie E_v zur Verfügung. Die andere Hälfte wird als elastische Welle an das Gitter abgegeben und erscheint schließlich als Wärme.

b) Für die Wechselwirkung eines schweren geladenen Teilchens (Masse m) mit den Elektronen der Atomhüllen (Masse m_e) erweist sich die Größe $\varepsilon = (m_e/m) \cdot E_1$ als bestimmender Energieparameter. Ist ε größer als $\varepsilon_g = E_e/8$, dann findet hauptsächlich Elektronenanregung und Ionisation statt; E_e ist dabei die niedrigste Anregungsenergie gebundener Elektronen in der durchstrahlten Materie.

c) Das Verhältnis des Energieverlustes durch Ionisation zum Energieverlust durch elastischen Stoß ist oberhalb der Grenzenergie $E_g = \frac{m}{m_e} \varepsilon_g$ (also $E_1 > E_g$) rund 1000. Das heißt, daß für $E_1 > E_g$ der Energieverlust durch Ionisation und Elektronenanregung erheblich größer ist als der Energieverlust durch elastische Stöße. m ist wieder die Masse des stoßenden Teilchens.

d) In Metallen müssen die Leitungselektronen berücksichtigt werden. Zur Abschätzung der Größenordnung ihres Einflusses auf den Energieverlust des stoßenden Teilchens werden sie als ideales Gas betrachtet[4]). Für diese Elektronen existiert zwar keine dem E_e vergleichbare niedrigste Anregungsstufe, aber die Wechselwirkung mit diesen Elektronen nimmt mit fallender Energie des durchfliegenden geladenen Teilchens schnell ab. Deshalb kommt man auch hier zu einem Grenzwert ε_g' für den Parameter ε, unterhalb dessen praktisch nur noch elastische Zusammenstöße erfolgen. ε_g' ist u. a. eine Funktion der Dichte der Leitungselektronen und liegt in den Grenzen von 0,1 bis 10 eV (Tab. **263.1**).

263.1 Grenzenergie E_g, oberhalb der hauptsächlich Wechselwirkung mit Elektronen auftritt, für verschiedene Elemente[3]); stoßendes Atom gleichartig dem gestoßenen (z. B. Be in Be)

Element	E_g keV	Element	E_g keV	Element	E_g keV
Be	2,3	Al	17,0	Ni	55,0
C (Graphit)	11,0	K	30,0	Cu	60,0
(Diamant)	54,9	Si	7,2	Ag	80,0
Na	15,0	Ge	13,3	Pt	180,0
Mg	16,0	Fe	50,0	Au	185,0
		Co	54,0		

[1]) Klontz, E. E., u. Lark-Horovitz, K., Phys. Rev. **82** (1951), 763; **86** (1952), 643.
[2]) Seitz, F., Disc. Faraday Soc. **5** (1949), 271; — Dienes, G. J., u. Vineyard, G. H., Radiation Effects in Solids, New York 1957.
[3]) Seitz, F., Disc. Faraday Soc. **5** (1949), 279. — Brinkman, J. A., J. Appl. Phys. **25** (1954), 961.
[4]) Seitz, F., Disc. Faraday Soc. **5** (1949), 279.

e) Für das primäre gestoßene Gitteratom, das seinerseits als „sekundäres Projektil" wirken kann, ist der Energieparameter ε in den meisten Fällen schon so klein, daß diese gestoßenen Gitteratome ihre kinetische Energie nur noch durch elastische Zusammenstöße abgeben können.

Abschätzung der Zahl der Frenkel-Defekte N_d[1]. Als Grundlage für eine Abschätzung der Anzahl der Frenkel-Defekte, die N_P eingeschossene Teilchen in der bestrahlten Probe erzeugen, gilt die Beziehung

$$N_d = N_P \cdot s_1 \cdot \bar{s}_2. \tag{2}$$

s_1 ist die Zahl der primär von einem Projektil herausgeworfenen Atome der Materie, $\bar{s}_2$ die mittlere Anzahl der von diesen primär angestoßenen Atomen in weiteren Zusammenstößen sekundär, tertiär usw. gebildeten Frenkel-Defekte.

s_1 berechnet sich für geladene Teilchen der Masse m_1, der Kernladung Z_1 und der Anfangsenergie E_1 nach der Gleichung

$$\mathrm{d}s_1 = N_v \cdot \sigma_v \cdot \mathrm{d}R. \tag{3}$$

$\mathrm{d}s_1$ ist die Zahl der beim Durchlaufen eines Materials mit N_v Atomen in der Volumeinheit längs der Strecke $\mathrm{d}R$ gebildeten primären Verlagerungen. σ_v ist der Wirkungsquerschnitt für die Verlagerung eines Gitteratoms der Masse m_2 und der Ordnungszahl Z_2 durch dieses Projektil, für den die Gleichung

$$\sigma_v = \eta / E_1 \tag{4}$$

gilt, mit

$$\eta = 4\pi a_h^2 \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{Z_1^2 \cdot Z_2^2}{E_v} \cdot R_h^2. \tag{5}$$

$a_h = 5{,}292 \cdot 10^{-9}$ cm ist der Bohrsche Atomradius, $R_h = 13{,}54$ eV die Rydberg-Energie. Beispiel: Beschuß von Kupfer ($m_2 = 63{,}6$; $Z_2 = 29$; $E_v = 25$ eV) mit Deuteronen ($m_1 = 2$; $Z_1 = 1$), ergibt $\eta = 0{,}675 \cdot 10^{-19}$ cm² MeV. Daraus findet man bei einer Deuteronenenergie $E_1 = 1$ MeV $\sigma_v = 6{,}75 \cdot 10^4$ barn.

Die Zahl s_1 der primär verlagerten Gitteratome auf einer Strecke ΔR ist nach Gl. (3)

$$s_1 = N_v \cdot \eta \int\limits_{R_1 - \Delta R}^{R_1} \frac{\mathrm{d}R}{E}, \tag{6}$$

worin R_1 die Reichweite der einfallenden Partikeln mit der kinetischen Anfangsenergie E_1 darstellt. Es interessieren im Zusammenhang mit Gl. (6) vor allem zwei Fälle:

a) Die Probendicke ist groß gegen die Reichweite der Strahlen, und b) die Probe ist dünn im Vergleich zur Reichweite der Strahlen (d. h. $\Delta R \ll R_1$). Es wird dann bei Annahme eines Energiereichweitegesetzes $R(E) = C \cdot E^\gamma$

für eine dicke Probe:

$$s_1 = N_v \, \eta \frac{R_1}{E_1} \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \tag{7}$$

und für eine dünne Probe:

$$s_1 = N_v \, \eta \frac{\Delta R}{E_1} \left[1 + \frac{1}{2\gamma} \frac{\Delta R}{R_1} + \frac{\gamma + 1}{6\gamma^2} \left(\frac{\Delta R}{R_1} \right)^2 \right]. \tag{8}$$

Beispiel: Für Kupfer, beschossen mit 12 MeV Deuteronen ist $\gamma = 1{,}63$[2], $R_1 = 2 \cdot 10^{-2}$ cm, und damit s_1 für dicke Probe $= 24{,}6$ primäre Frenkel-Defekte pro Deuteron. Für eine Kupferfolie von $\Delta R = 1{,}3 \cdot 10^{-2}$ cm Dicke wird dagegen $s_1 = 7{,}7$ primäre Frenkel-Defekte pro Deuteron. Die kinetische Energie der austretenden Deuteronen ist dabei noch 6,3 MeV.

Wesentlich anders ist die Situation bei Beschuß mit Neutronen. Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen ist nämlich bei Neutronen der Energie um 1 MeV von der Größenordnung einiger cm (Kupfer: 3 cm), so daß beim Durchgang von Neutronen

[1] Seitz, F., u. Koehler, J. S., Solid State Physics, Bd II, New York 1956, 305.
[2] Bethe, H. A., u. Ashkin, J., Experimental Nuclear Physics, Bd. I, New York 1953.

durch eine Probe meistens nur ein Stoß zu berücksichtigen ist. Für die Zahl der je Volum- und Zeiteinheit primär gestoßenen Atome erhält man bei einer Neutronenflußdichte $\Phi(E)$, integriert über den ganzen vorkommenden Energiebereich

$$\frac{dN_{vd}}{dt} = \int \Sigma_s(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE. \tag{9}$$

Σ_s ist der makroskopische Wirkungsquerschnitt für Streuung.

In vielen Fällen haben die primär aus ihrem normalen Gitterplatz geschlagenen Atome eine kinetische Energie, die den Wert von E_v um mehr als das Doppelte übersteigt. Damit sind diese Atome ihrerseits in der Lage, weitere Frenkel-Defekte zu erzeugen.

Die im folgenden angegebenen Formeln zur Berechnung dieser mittleren Anzahl der sekundären Frenkel-Defekte $\bar{s}_2$ gelten nur unter der Voraussetzung, daß die kinetische Anfangsenergie der primär angestoßenen Gitteratome unterhalb der Grenzenergie E_g für Ionisation und Anregung von Elektronen liegt. Bei leichten Elementen und Neutronenbeschuß ist das nicht immer der Fall. Man rechnet dann näherungsweise so, als würden erst ab einer Energie unterhalb E_g der primär gestoßenen Atome weitere Frenkel-Defekte erzeugt, während oberhalb E_g nur Ionisation eintritt. Snyder und Neufeld[1]), Seitz und Koehler[2]) berechnen die Zahl der sekundären Frenkel-Defekte unter folgenden Voraussetzungen:

Eine Verlagerung eines Gitterstroms findet nur dann statt, wenn ihm durch Stoß eine Energie größer als E_v übertragen wird. Die gesamte Zahl der von einem primär gestoßenen Atom der kinetischen Anfangsenergie $E_1' = x_1 \cdot E_v$ gebildeten weiteren Frenkel-Defekte wird dann näherungsweise

$$s_2(x_1) = 0{,}561\,(1 + x_1) \tag{10}$$

für $x_1 \geq 4$. Für x_1 im Bereich $0 \leq x_1 \leq 1$ ist $s_2(x_1)$ voraussetzungsgemäß gleich 1. Für x_1 im Bereich $1 \leq x_1 \leq 2$ ist

$$s_2(x_1) = 1 + \ln x_1. \tag{11}$$

Die primär von leichten Teilchen mit der Masse m_1 angestoßenen schweren Gitteratome mit der Masse m_2 haben bei Rutherford-Streuung eine Energieverteilung, die proportional $1/(x_1 + 1)^2$ verläuft, mit welchem Faktor auch $s_2(x_1)$ zu mitteln ist, um die durchschnittliche Anzahl $\bar{s}_2$ der sekundären Frenkel-Defekte zu erhalten. Die Mittelung erstreckt sich über den ganzen Bereich von $x_1 = 0$ bis zum maximalen Betrag

$$x_{1\,\max} = \frac{E_1}{E_v} \cdot \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}. \tag{12}$$

Dabei ist E_1 die Anfangsenergie des einfallenden Teilchens.

Für $x_{1\,\max} \geq 3$ wird

$$\bar{s}_2 = 0{,}885 + 0{,}561 \ln\left(\frac{x_{1\,\max} + 1}{4}\right). \tag{13}$$

Werden die primär angestoßenen, energiereichen Gitteratome durch elastische Zusammenstöße mit Neutronen der Anfangsenergie E_1 gebildet und kann dabei eine isotrope Streuung im Schwerpunktsystem angenommen werden, so ist der Gewichtsfaktor für $s_2(x_1)$ proportional $1/x_{1\,\max}$. Daraus ergibt sich für $x_{1\,\max} \geq 4$

$$\bar{s}_2 = 0{,}28\,(x_{1\,\max} + 2). \tag{14}$$

Ein 1 MeV-Proton gibt beim Zusammenstoß mit einem Kupferatom daher $\bar{s}_2 = 4{,}5$ weitere Frenkel-Defekte, während man für ein 1 MeV-Neutron $\bar{s}_2 = 680$ erhält. $x_{1\,\max} \cdot E_v$ ist in beiden Fällen $6{,}1 \cdot 10^4$ eV. Ionisation und Elektronenanregung brauchen noch nicht berücksichtigt zu werden, da die Grenzenergie E_g hierfür nach Tab. **263.1** bei Kupfer gerade $6 \cdot 10^4$ eV ist.

[1]) Snyder, W. S., u. Neufeld, J., Phys. Rev. **97** (1955), 1636.
[2]) Seitz, F., u. Koehler, J. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 615, P/749. — Seitz, Solid State Physics, Bd. 2, New York 1956, 305.

Die Zahl der sekundären Frenkel-Defekte, die bei Neutronenbestrahlung erzeugt werden, läßt sich auch darstellen durch folgende zwei Gleichungen[1]):

$$\bar{s}_2 = \frac{x_{1\,\max} \cdot E_v}{2 E_g} \cdot s_g \tag{15}$$

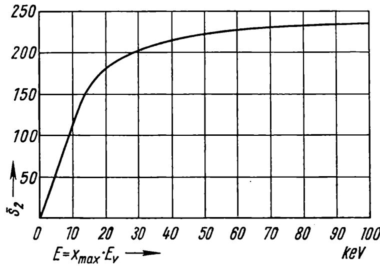
für $x_{1\,\max} \cdot E_v \leq E_g$

und

$$\bar{s}_2 = \left(1 - \frac{E_g}{2 x_{1\,\max} E_v}\right) s_g \tag{16}$$

für $x_{1\,\max} \cdot E_v \geq E_g$, d.h. für den Bereich, in dem die primär gestoßenen Gitteratome den größten Teil ihrer kinetischen Energie durch Ionisation und Anregung verlieren. $\bar{s}_2$ nähert sich mit wachsendem $x_{1\,\max}$ einem Grenzwert s_g, der die maximale Anzahl von sekundären Frenkel-Defekten, die ein hochenergetisches, primär angestoßenes Gitteratom erzeugen kann, darstellt. $s_g = \bar{s}_{2\,\max}$ wird am einfachsten mit Hilfe der Gl. (14) ermittelt, in der man $x_{1\,\max} = 2E_g/E_v$ setzt. Man erhält für Graphit ($E_g = 1{,}1 \cdot 10^4$ eV) $s_g = 248$. Fig. **266.1** gibt den damit nach den Gl. (15) und (16) berechneten Verlauf wieder.

Frenkel-Defekterzeugung durch Elektronen. Im allgemeinen sind Elektronen im relativistischen Bereich (v/c nahe 1) gemäß Gl. (1) in der Lage, auf schwerere Atome einen größeren Energiebetrag als den Schwellenwert $E_v = 25$ eV zu übertragen. Dabei kann genau 1 Frenkel-Defekt erzeugt werden. Wie bereits auf S. 262 ausgeführt, wurden derartige Messungen mit Elektronen benutzt, um die Energie E_v für die Verlagerung eines Atoms aus seinem Gitterverband zu bestimmen.



266.1 Zahl der sekundären Frenkel-Defekte $\bar{s}_2$, die bei Neutronenbeschuß in Graphit erzeugt werden. Für eine Neutronen-Anfangsenergie E_1 ist $E = x_{\max} \cdot E_v = 0{,}284 \cdot E_1$. — Nach Primak, W., Nucl. Sci. and Engng. **2** (1957), 121.

Frenkel-Defekterzeugung durch Spaltprodukte. Die Kerne einiger Isotope wie Pu^{239} und U^{235} sind in der Lage, nach Einfang eines Neutrons sich zu spalten (s. 1.2). Bei der Spaltung von U^{235} entstehen Bruchstücke, deren häufigste Massen um 95 und 139 liegen; das Bruchstückpaar hat die überaus hohe kinetische Energie von rund 160 MeV. Die zugehörigen Energieparameter ε sind von der Größenordnung 500 und 260 eV. Das bedeutet aber, daß diese Spaltstücke den größten Teil ihrer Energie durch Ionisation und Elektronenanregung bei der Abbremsung abgeben. Liegt die Grenzenergie für Ionisation ε_g hoch, wie z. B. im metallischen Uran, dann ist die Zahl der erzeugten Frenkel-Defekte beträchtlich größer (etwa $5 \cdot 10^4$ pro gespaltenen Urankern) als bei der Abbremsung in einem Material mit geringerer Ordnungszahl. Ist Uran eingebettet, z. B. in Graphit, so ist die Anzahl der primären Frenkel-Defekte s_1 im Graphit für das Spaltstückpaar nur rund 500; die mittlere Zahl der sekundären Frenkel-Defekte je primär angestoßenes Atom ist anfänglich größer als 7. Im ganzen ergeben sich daher in Graphit etwa $3{,}5 \cdot 10^3$ Frenkel-Defekte je gespaltenen Urankern.

2.412 Umlagerungsbereiche

Die freie Weglänge zwischen den einzelnen elastischen Stößen eines energiereichen Teilchens wird mit abnehmender kinetischer Energie des Teilchens immer kürzer, bis ab einer bestimmten Energie E_A in jeder durchlaufenen Gitterebene elastische Stöße erfolgen und Störstellen erzeugt werden. Die hohe lokale Energieabgabe erhitzt die umliegen-

[1]) Primak, W., Nucl. Sci. Engng. **2** (1957), 121.

den Gitteratome so stark, daß nach Brinkman[1]) die in diesem Gebiet primär erzeugten Störstellen rekombinieren, wobei deren potentielle Energie ebenfalls als Wärme auftritt. So werden die Atome eines größeren Gitterbereiches derart überhitzt, daß sie sich wie in einer Schmelze verschieben und umlagern können. Aus Abschätzungen von Seitz[2]) sollte die Größe dieser Umlagerungsbereiche etwa 10 bis 20 Atomdurchmesser betragen, die Dauer der Überhitzung 10^{-11} s.

Da in diesen Bereichen die Störstellen weitgehend abgebaut werden, dürfte darin die Frenkel-Defektkonzentration höchstens 1% der nach Seitz für bestrahlte Metalle berechneten Anzahl betragen. In Metallen mit niedrigem Atomgewicht liegt die ererwähnte kritische kinetische Energie E_A weit unterhalb der Ionisationsschwelle E_g, ab der erst hauptsächlich Frenkel-Defekte erzeugt werden, so daß nur ein geringer Bruchteil der Frenkel-Defekte im Umlagerungsbereich liegt und abgebaut wird; (z. B. ist für Magnesium $E_A = 550\ eV$, $E_g = 16000\ eV$). Im Gegensatz dazu liegen in den schweren Metallen E_A und E_g so nahe zusammen (z. B. Kupfer $E_A = 23000\ eV$, $E_g = 60000\ eV$), daß hier der Hauptteil der Frenkel-Defekte ausgeheilt werden sollte und daher nur eine niedrige endgültige Konzentration zu erwarten ist.

Die strukturelle Orientierung der Atome in den wieder abgekühlten Umlagerungsbereichen sollte die gleiche sein wie im umgebenden Gitter, da dieses notwendig beim „Erstarren“ als Kristallisationskeim wirkt. Von Interesse ist deshalb die Frage, ob in den Umlagerungsbereichen überhaupt Phasenumwandlungen stattfinden können. Tucker und Senio[3]) untersuchten an Uran-2% Chromlegierungen, ob z. B. das in der Beta-Struktur eingefrorene Uran in den Umlagerungsbereichen zu der unter 670 °C allein stabilen Alpha-Struktur umgebaut wird oder ob in einer Probe aus Alpha-Uran, die infolge schneller Wärmedissipation abgeschreckten Umlagerungsbereiche Anlaß zur Beta-Uranbildung geben. In beiden Fällen war röntgenographisch keine strukturelle Änderung zu finden. Damit scheint weder die Erhitzungsdauer von 10^{-11} s noch die geringe räumliche Ausdehnung der Bereiche auszureichen, daß sich wachstumsfähige Keime strukturell anderer Phasen bilden können. Als sehr energiereiche primäre Stoßteilchen verwendeten die Autoren Rückstoßatome von Uranspaltungen, die sie durch Bestrahlung mit thermischen Neutronen bis zu einer Flächendosis von 10^{18} Neutronen/cm^2 auslösten. Mit derselben Bestrahlungsmethode fand Konobeevsky[4]) eine erhöhte Molybdändiffusion in Uran-9% Molybdän. Auch Deney[5]) beobachtete an Kupfer-2,4% Eisen bei Bestrahlung mit 9 MeV-Protonen einen Rückgang der ferromagnetischen Eisenabscheidung. Diese Ergebnisse zeigen die größere Beweglichkeit der Gitteratome, wie sie infolge Bildung stark gestörter Umlagerungsbereiche zu erwarten ist.

2.413 Entstehung von Fremdatomen durch Kernreaktionen

Die Bildung von Fremdatomen durch Kernreaktionen der eingestrahlten Partikeln mit den Kernen der Festkörperatome ist gegenüber der Bildung von Frenkel-Defekten bei schnellen Teilchen nur sehr gering. Ein einfallendes Teilchen kann maximal nur ein Fremdatom durch Kernreaktion bilden. Frenkel-Defekte werden dagegen sowohl durch unmittelbaren Zusammenstoß des einfallenden Teilchens mit den Atomen erzeugt, als auch sekundär durch diese angestoßenen Atome. Die Bildungsgeschwindigkeit von Fremdatomen durch Kernreaktion ist, bezogen auf die Volumeinheit der bestrahlten Materie:

$$\frac{dN_{v\,\mathrm{fremd}}}{dt} = N_v \cdot \sigma_{\mathrm{Reaktion}} \cdot \Phi. \tag{17}$$

---

[1]) Brinkman, J. A., J. Appl. Phys. **22** (1954), 961.
[2]) Seitz, F., Phys. Today **5** (1952), Nr. 6, 6.
[3]) Tucker, Jr., u. Senio, C. W. P., J. Appl. Phys. **52** (1956), 207.
[4]) Konobeevsky, S. T., Atomnaja Energija **1** (1956), 63.
[5]) Deney, J. M., Phys. Rev. **92** (1953), 531.

N_v ist die Gesamtzahl der Atome in der Volumeinheit, Φ die Neutronenflußdichte, und σ_{Reaktion} der Wirkungsquerschnitt für das Eintreten der Kernreaktion.

Sind die so gebildeten Fremdatome radioaktiv und zerfallen mit einer Geschwindigkeit, die mit ihrer Bildungsgeschwindigkeit vergleichbar wird, dann ist die nach einer Bestrahlungsdauer t noch vorhandene Konzentration der primär gebildeten Fremdatome:

$$\frac{N_{v\,\text{fremd}}}{N_v} = \frac{\sigma_{\text{Reaktion}} \cdot \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

λ ist die Zerfallskonstante des primär gebildeten Fremdatoms.

Aus den Gl. (2) und (9) ist für Neutronenbeschuß die Bildungsgeschwindigkeit von Frenkel-Defekten in der Volumeinheit gegeben als:

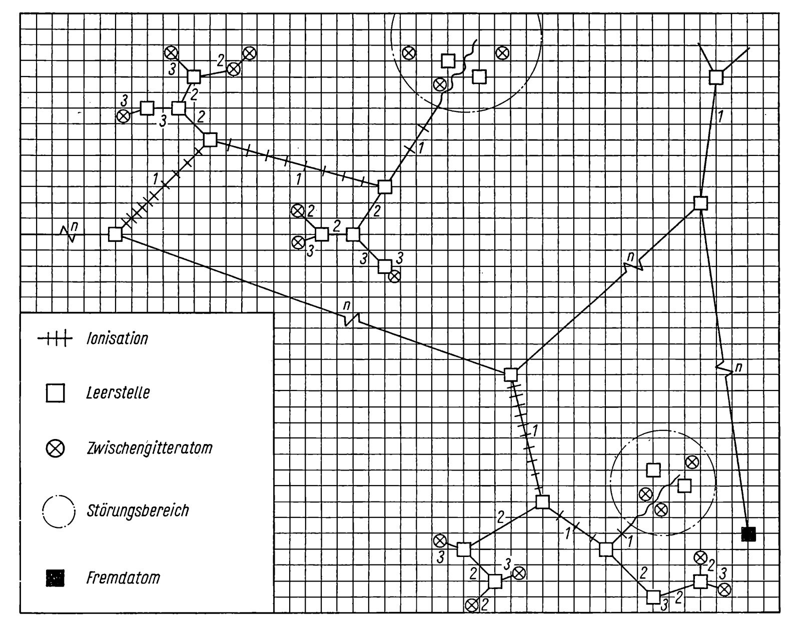
$$\frac{dN_{vd}}{dt} = N_v \cdot \sigma_{\text{Stoß}} \cdot \Phi \cdot \bar{s}_2. \tag{18}$$

Nunmehr ist die Bildungsgeschwindigkeit für Fremdatome nach Gl. (17) unmittelbar vergleichbar mit der Bildungsgeschwindigkeit für Frenkel-Defekte nach Gl. (18).

Das Verhältnis $$\frac{\text{Zahl der Fremdatome}}{\text{Zahl der Frenkel-Defekte}} = \frac{\sigma_{\text{Reaktion}}}{\sigma_{\text{Stoß}} \cdot \bar{s}_2}$$

ist z. B. für Kupfer, bestrahlt mit Neutronen von 1 MeV Energie, nur gleich $4 \cdot 10^{-6}$. Die hier zugrunde gelegten Wirkungsquerschnitte sind: σ_{Reaktion} Cu (n, γ) (führt weiter durch Beta-Zerfall zu dem Fremdatom Zink) $= 10$ mbarn, $\sigma_{\text{Stoß}} = 3{,}5$ barn, $\bar{s}_2 = 680$ (s. S. 265).

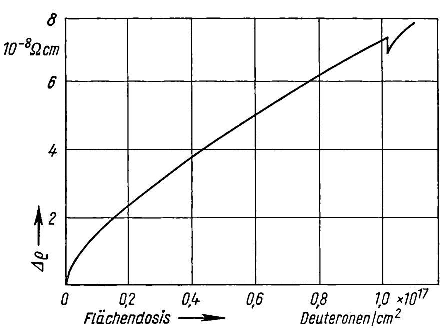
Fig. **268.1** gibt einen Überblick über verschiedene Prozesse, die bei Bestrahlung von Materie stattfinden können.



268.1 Haupttypen der Wechselwirkung eines Neutrons mit den Atomen eines Kristallgitters. n Neutron, 1, 2, 3 Bahnen der primären, sekundären und tertiären angestoßenen Gitteratome.

2.414 Die Erholung von Strahlungsschäden

In Fig. **269.1**[1]) ist die Zunahme des spezifischen elektrischen Widerstandes von Kupferfolien während der Bestrahlung mit Deuteronen von 12 MeV Anfangsenergie dargestellt. Die Temperatur der Probe wurde während der Bestrahlung auf −180 °C gehalten. Die beobachtete Widerstandserhöhung wird in erster Linie durch die erzeugten punktförmigen Gitterfehler (Zwischengitteratome und Leerstellen) hervorgerufen. Man erkennt aus dem Kurvenverlauf, daß der anfängliche Widerstandsanstieg etwa viermal so steil ist wie der mittlere Anstieg. Bemerkenswert ist ferner die Stelle bei 10^{17} Deuteronen/cm². Hier wurde die Bestrahlung für 22 Stunden unterbrochen, die Probe aber auf −185 °C gehalten. Die durch die Bestrahlung erzeugte Widerstandszunahme ging um rund 6 % zurück. Diese beiden Befunde lassen erkennen, daß trotz der verhältnismäßig sehr tiefen Temperatur im Metall Reaktionen ablaufen, die zu einer Rückbildung von Fehlstellen führen. Kühlt man dagegen bis 12 °K ab, dann ist bei einer Unterbrechung der Bestrahlung keine Erholung mehr zu beobachten. Trotzdem ist auch bei dieser tiefen Temperatur die Widerstandszunahme noch nicht proportional der eingestrahlten Flächendosis[2]). Man hat demnach zwei Arten der Rückbildung von Frenkel-Defekten zu unterscheiden: a) eine Rückreaktion, die unter dem direkten Einfluß der Bestrahlung abläuft („Stoßausheilung"); b) eine Rückreaktion, die einer thermischen Aktivierungsenergie bedarf (thermische Ausheilung). Es gelingt nicht, den ersten Prozeß als eine thermisch aktivierte Reaktion in den heißen „Störbereichen" (s. S. 262) entlang einer Teilchenbahn zu deuten. Die Dauer der Aufheizung eines solchen Störbereichs ist dazu zu kurz. Barnes und Makin[3]) nehmen an, daß die Zwischengitteratome der Frenkel-Defekte, sofern sie noch überschüssige kinetische Energie besitzen, lange Strecken in einem Atomgitter zurücklegen können, was die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination von Zwischengitteratom mit Leerstelle sehr erhöht. Das beobachtete Ausmaß der Stoßausheilung ließe sich auf dieser Grundlage erklären.



269.1 Zunahme $\Delta\varrho$ des spezifischen Widerstandes ϱ von Kupferfolien bei Bestrahlung mit Deuteronen in Abhängigkeit von der auf die Flächeneinheit auftreffenden Deuteronenzahl. — Nach A. W. Overhauser, Phys. Rev. **90** (1953), 393.

Verfolgt man nach der Bestrahlung die Geschwindigkeit der thermischen Ausheilung bei verschiedenen Temperaturen, dann stellt sich heraus, daß die Aktivierungsenergie dieses Prozesses von etwa 0,2 eV bei −180 °C auf 0,68 eV bei −30 °C stetig ansteigt und oberhalb dieser Temperatur zunächst konstant bleibt. In dem Bereich der geringen Aktivierungsenergien rekombinieren diejenigen Frenkel-Defekte, für deren Bildung gerade die Energie E_v noch aufgebracht werden konnte. Leerstelle und zugehöriges Zwischengitteratom liegen dann sehr dicht zusammen. Die starken Verzerrungen des Gitters in der Nähe von Fehlstellen erzeugen Spannungsfelder, die die Vereinigung von Leerstellen und Zwischengitteratom erleichtern. Diese Spannungen werden im Laufe der Rekombination abgebaut, weshalb die Aktivierungsenergie stetig ansteigt. Im Falle des Kupfers verschwinden 50 % aller durch Bestrahlung bei

[1]) Overhauser, A. W., Phys. Rev. **90** (1953), 393.
[2]) Cooper, H. G., Koehler, J. S., u. Marx, J. W., Phys. Rev. **97** (1955), 599.
[3]) Barnes, R. S., u. Makin, M. J., J. Nucl. Energy **2** (1956), 291.

-180 °C erzeugten Störungen bei Temperaturen bis -30 °C. Die Erholung oberhalb dieser Temperatur, bei der etwa 25 % der ursprünglich vorhandenen Störungen ausheilen, ist dagegen einem einheitlichen Prozeß zuzuschreiben, und zwar sehr wahrscheinlich der Diffusion von Zwischengitteratomen an Versetzungen, Korngrenzen oder an die Oberflächen der Probe. Die noch verbleibenden 25 % der ursprünglichen Widerstandszunahme verschwinden erst im Temperaturbereich von 20 bis 170 °C. In Tab. **270.1** sind eine Reihe von Aktivierungsenergien zusammengestellt, die für verschiedene mögliche Reaktionen von Fehlstellen in Kupfer maßgebend sind. Außerdem ist der Temperaturbereich angegeben, in dem die Reaktionen bevorzugt ablaufen.

270.1 Aktivierungsenergie für Reaktionen von Fehlstellen in Kupfer

Reaktion	Aktivierungs- energie	Temperaturbereich
1. Wanderung von Leerstellenpaaren	~ 0,25 *e*V	100 °K bis 200 °K
2. Wanderung von Zwischengitteratomen	0,69 *e*V	220 °K bis 270 °K
3. Wanderung von Leerstellen	1,12 *e*V	370 °K bis 470 °K
4. Rekristallisation; Selbstdiffusion	~ 2,1 *e*V	~ 500 °K

Ähnliches Verhalten beobachtet man auch bei der Bestrahlung von Ionen- und Valenzkristallen (Alkalihalogenide; Diamant, Graphit).
Während der thermischen Erholung wird infolge der Rekombination der Fehlstellen Wärme frei (gespeicherte Energie).
Je höher die Temperatur während der Bestrahlung gewählt werden kann, um so mehr werden im allgemeinen die bleibenden Strahlungsschädigungen in diesen Substanzen zurücktreten.

2.415 Chemische Veränderungen infolge ionisierender Wirkung

Während in Metallen, Halbleitern und einfachen Ionen- und Valenzgittern durch die ionisierende Wirkung einer Bestrahlung keine bleibenden Veränderungen hervorgerufen werden (die für Ionisation abgegebene Energie erscheint letztlich als Wärme), liegen die Verhältnisse bei Substanzen mit komplizierteren Molekülen wesentlich anders. (s. Tab. **271.1**). Durch Ionisation und auch Elektronenanregung wird das Bindungsgefüge so gestört, daß sich die Moleküle chemisch verändern. Das Ausmaß dieser Änderungen wird angegeben durch den sog. *G*-Wert. Er gibt an, wieviel chemische Bindungen je 100 *e*V aufgenommener Energie geändert werden. Viele einfache chemische Reaktionen haben *G*-Werte um 3. Das bedeutet, daß für eine chemische Änderung rund 33 *e*V erforderlich sind. In diesem Zusammenhang ist es erwähnenswert, daß für die Erzeugung eines Ionenpaares in Luft ebenfalls rund 34 *e*V aufgewendet werden müssen. Reaktionen mit *G*-Werten über 20 haben meist einen Kettenmechanismus. Die ionisierende Bestrahlung wirkt in diesen Fällen als Initiator für den Ablauf einer sonst gehemmten Reaktion.

2.42 Strukturveränderungen in speziellen Stoffklassen

2.421 Metalle und Legierungen

Die Eigenschaftsänderungen der Metalle unter Einwirkung von hochenergetischen Partikeln sind in zweierlei Hinsicht von Bedeutung: erstens unmittelbar im Zusammenhang mit der technischen Verwendung der Metalle als Konstruktionsmaterialien, vor allem von Kernreaktoren, und zweitens für die Behandlung von allgemeineren Problemen der Festkörperphysik. Grundsätzlich hängt das Ausmaß der Eigenschaftsänderungen von mehreren Faktoren ab: a) von der Art der Strahlung, deren Inten-

271.1 Wirkung energiereicher Strahlung auf verschiedene Stoffe[1])

Bestrahlungsdosis	Stoff	Veränderung der Eigenschaften
10^5 rad	Germanium	Veränderung der Halbleitereigenschaften
	Glas	Verfärbung
10^6 rad	Teflon	Verminderung der Zugfestigkeit
	Plexiglas	Verminderung der Festigkeit
	Flüssigkeiten	Beginn der Gasentwicklung bei den weniger stabilen
10^7 rad	Naturkautschuk	Beginn der Vernetzung
	Kunststoffe	Beginn der Vernetzung
	Zellulose	Verlust an Zugfestigkeit
10^8 rad	Organische Flüssigkeiten	Gasentwicklung auch bei den stabileren
	Butylgummi	Erweichung
	Polyäthylen	Verlust an Zugfestigkeit
10^9 rad	Bakelite	Verlust an Festigkeit
	Naturkautschuk	Beginn der Verhärtung
	Mineralöle	Erhöhung der Viskosität
	Metalle	Verschiebung der Fließgrenze; Verfestigung
	Polystyrol	Verlust an Zugfestigkeit
10^{11} rad	Keramische Werkstoffe	Verminderung der thermischen Leitfähigkeit und der Dichte
	Kunststoffe	Unbrauchbar als Konstruktionsmaterial
	Kohlenstoffstähle	Starke Abnahme der Plastizität; Fließgrenze verdoppelt sich
	Edelstähle	Fließgrenze verdreifacht sich
10^{12} rad	Aluminiumlegierungen, Edelstähle	Nur geringe Verminderung der Plastizität
	Graphit	Erhebliche Abnahme der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit; Volumzuwachs

(Eine Bestrahlungsdosis von 1 rad entspricht $5 \cdot 10^8$ schnellen Neutronen/cm².)

sität und Gesamtdosis (Verteilung und Konzentration der gestörten Gitteratome); b) von der Art des Metalls oder der Legierung (Gittertyp und -energie; bei Legierungen Ordnungsgrad der Struktur); c) von der „Vorgeschichte“ des Metalls (kaltbearbeitete Proben verhalten sich anders als weichgeglühte); d) von der Temperatur, bei der bestrahlt wird (temperaturabhängige Folgereaktionen im gestörten Gitter; Erholungserscheinungen).

Technologisch wichtig sind die Veränderungen von Festigkeit und Härte, vor allem bei Neutronenbeschuß. Streckgrenze und maximale Festigkeit werden mit zunehmender Strahlungsdosis stets erhöht, und zwar die Streckgrenze mehr als die Festigkeit. Das bedeutet, daß die Plastizität der Metalle bei Bestrahlung abnimmt, die Dehnbarkeit verringert wird. In Fig. **272.1** sind diese Verhältnisse für Stähle, Nickel und Zirkon angegeben[2]). In derselben Figur ist die Änderung der Härte durch Bestrahlung dargestellt. Bei den angeführten Werkstoffen nimmt im weichgeglühten, rekristallisierten Zustand die Härte wesentlich stärker zu als bei denselben Stoffen im kaltbearbeiteten, also bereits vorgehärteten Zustand. Im letzteren Fall kommt es bei

[1]) Sisman, O., u. Wilson, J. C., Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 59.

[2]) Sutten, C. R., u. Leeser, D. O., Nucleonics **12**, Nr. 9 (1954), 8. — Murray, G. T., u. Taylor, W. E., Phys. Rev. **68** (1952), 642; Acta Met. 2 (1954), 53.

mehreren intensiv kalt bearbeiteten Legierungen vor, daß durch eine nachträgliche Bestrahlung überhaupt keine zusätzliche Verfestigung mehr beobachtet wird. Ähnliches Verhalten zeigen einige Legierungen, die thermisch aushärten, wie Cu-2 % Be[1]). Die Verfestigung durch Bestrahlung ist in der abgeschreckten weichen Probe

Werkstoff	Festigkeitswert	Flächendosis Neutr./cm²	Zunahme über ursprüngl. Festigkeitswert 1000 kp·cm⁻² (0 1 2 3 4 5 6)	Zustand	Flächendosis Neutr./cm²	Zunahme über ursprüngl. Härte (Brinellhärte) kp·cm⁻² (0 50 100 150)
Reine C-Stähle	Streckgrenze	10^{20}		weichgeglüht	10^{18}	
					10^{19}	
	Zugfestigkeit	10^{20}		gehärtet	10^{18}	
					10^{19}	
Rostfreie Stähle	Streckgrenze	10^{19}		weichgeglüht	10^{18}	
		10^{20}			10^{19}	
	Zugfestigkeit	10^{19}		gehärtet	10^{19}	
		10^{20}				
Nickel	Streckgrenze	10^{20}		weichgeglüht	10^{18}	
					10^{19}	
	Zugfestigkeit	10^{19}		gehärtet	—	unbekannt
		10^{20}				
Zirkon	Streckgr.	10^{19}		weichgegl.	10^{19}	
	Zugfestigk.	10^{19}		gehärtet	10^{19}	

272.1 Einfluß von Neutronenbestrahlung auf Festigkeit und Härte von Stählen, Nickel und Zirkon nach Messungen von Sutton, C. R., u. Leeser, D. O., Nucleonics **12**, Nr. 9 (1954), 8; s. a. Hauser, H. H., „Schweizer Arch. f. angew. Wiss. u. Techn." **22** (1956), Heft 9.

sehr erheblich (die weiche Cu-Be-Legierung verdreifacht ihre Härte bei einer Bestrahlung von rund 10^{19} n/cm² von 14 auf 44 Härtegrade). Dagegen ist die Änderung nach einer optimalen thermischen Aushärtung nur ganz geringfügig (von 103 auf 104 Härtegrade; also geringer als 1 %). Als mögliche Ursachen dieser Verfestigung von Metallkristallen durch Bestrahlung werden von Kunz und Holden[2]) angeführt:

a) Behinderung der Wanderung von Versetzungen durch statistisch verteilte Frenkel-Defekte; b) Versteifung von Versetzungen durch angelagerte Leerstellen oder Zwischengitteratome nach Cottrell[3]); c) Assoziation von Fehlstellen auf bevorzugten Gitterebenen und damit Verfestigung analog der thermischen Aushärtung von übersättigten Legierungen.

Die Änderung der elastischen Konstanten durch regellos verteilte Leerstellen und Zwischengitteratome wurde von Dienes[4]) berechnet. Zwischengitteratome erhöhen den Elastizitätsmodul etwa viermal mehr, als Leerstellen ihn herabsetzen. 1 % Frenkel-Defekte im Kupfer- oder Natriumkristall erniedrigen die kubische Kompressibilität um 4 bis 7 % bzw. 0,6 bis 2 %. Die Änderung ist im weichen Natriumgitter geringer wegen der größeren Relaxation der regulären Gitteratome um eine punktförmige Fehlstelle.

[1]) Billington, P. S., u. Siegel, S., Met. Progr. **58** (1950), 847.
[2]) Kunz, F. W., u. Holden, A. N., Acta Met. **2** (1954), 816. — Phys. Rev. **94** (1954), 1417.
[3]) Cottrell, A. H., Dislocations and plastic flow in crystals, Oxford 1953.
[4]) Dienes, G. J., Phys. Rev. **86** (1952), 228; **87** (1953), 666 [s. auch Nabarro, F. R. N., Phys. Rev. **87** (1953), 665].

Die Volumzunahme (Abnahme der Dichte) eines Metalls infolge der Bestrahlung ist ebenfalls eine Änderung, die vorwiegend den gebildeten Zwischengitteratomen zuzuschreiben ist. Je Zwischengitteratom wächst das Volumen des Kupfergitters um mehr als 1 Atomvolumen an[1]), während pro Leerstelle eine nur sehr geringfügige Abnahme eintritt. Dieser einfache Zusammenhang zwischen der Zahl der Frenkel-Defekte (= Zahl der Zwischengitteratome) und der Volumausdehnung ist ein Weg, die Theorie der Frenkel-Defekterzeugung experimentell quantitativ zu prüfen. Messungen an Kupfer[2]) (Bestrahlung mit $1{,}15 \cdot 10^{17}$ Deuteronen/cm² mit einer kinetischen Anfangsenergie von 19 M*e*V bei −196 °C) ergaben statt des berechneten Wertes von 0,66 % Frenkel-Defekten nur 1/19 des hieraus zu erwartenden Volumeffekts. Diese Abweichung ist sowohl der thermischen Erholung benachbarter Zwischengitteratom-Leerstelle-Paare zuzuschreiben als auch (wegen der hohen Frenkel-Defektdichte) der „Stoßerholung" durch den langen Auslauf der Zwischengitteratome (s. 2.414).

Die Zunahme des elektrischen Widerstandes der Metalle und Legierungen durch Bestrahlung gestattet gleichfalls eine Prüfung der berechneten Fehlstellenhäufigkeit. Regellos eingelagerte punktförmige Fehlstellen (Fremdatome, Leerstellen, Zwischengitteratome) wirken in einer sonst gleichmäßigen Gitteranordnung eines metallischen Leiters als Streuzentren für die Leitungselektronen und erhöhen damit den spezifischen Widerstand des Metalls. Dieser zusätzliche Widerstandsanteil ist temperaturunabhängig im Gegensatz zu der temperaturabhängigen Streuung an den regulären Gitteratomen, die durch ihre thermische Eigenbewegung um ihre Ruhelage ebenfalls eine — mit steigender Temperatur zunehmende — Unordnung im Gitter bewirken (Matthießensche Regel). Leerstelle und Zwischengitteratom geben einen annähernd gleichen zusätzlichen spezifischen Widerstand. In Tab. **273.1** ist eine Zusammenstellung der berechneten Werte für Cu, Ag und Au gegeben. Der Zuwachs $\Delta\varrho$ des spezifischen Widerstandes ist in μΩ cm für 1 % Leerstellen oder Zwischengitteratome angegeben[3]).

273.1 Zuwachs $\Delta\varrho$ des spezifischen Widerstandes für 1 % Leerstellen oder Zwischengitteratome; berechnete Werte

	Leerstelle			Zwischengitteratom	
	Cu	Ag	Au	Cu	
$\Delta\varrho$	1,3	1,5	1,5	1,4	μΩ cm

1 % Frenkel-Defekte in Kupfer erhöhen damit den spezifischen Widerstand um 2,7 μΩ cm. Kupferdrähte, die bei 12 °K mit Deuteronen von 12 M*e*V beschossen wurden[4]) und nach einer Flächendosis von 10^{17} Deuteronen/cm² 0,43 % Frenkel-Defekte nach Berechnung enthalten sollen, gaben eine Widerstandsänderung von nur 0,54 μΩ cm für 1 % Frenkel-Defekte. Das Verhältnis theoretischer zu experimenteller Widerstandszuwachs hat den Wert 2,7/0,54 = 5,0. Eine thermische Erholung ist bei 12 °K in den bestrahlten Proben nicht zu beobachten. Die Verminderung der Frenkel-Defekte durch „Stoßausheilung" berücksichtigte man dadurch, daß man von der steileren Anfangssteigung der Widerstandszuwachs/Strahlungsdosis-Kurve aus linear auf 10^{17} Deuteronen/cm² extrapolierte und mit dem so ermittelten Widerstandswert rechnete.

Die Diskrepanz um den Faktor 5 soll mehr in einer Unzuverlässigkeit der (berechneten) Widerstandsinkremente für Leerstellen und Zwischengitteratome liegen als in den

[1]) Seitz, F., Rev. Mod. Phys. **18** (1954), 384. — Eshelby, J., J. Appl. Phys. **25** (1954), 255.
[2]) McDonnel, W. R., u. Kierstead, M. A., Phys. Rev. **9** (1954), 247.
[3]) Jongenburger, P., Phys. Rev. **70** (1953), 710. — Blatt, F. J., Bull. Am. Phys. Soc. **29**, 7 (1954), 30.
[4]) Cooper, H. G., Koehler, J. S., u. Marx, J. W., Phys. Rev. **94** (1954), 496.

Werten für s_1 und $\overline{s_2}$ (s. S. 264) für die Abschätzung der Zahl der gebildeten Frenkel-Defekte[1]).

Bei einer ungeordneten Cu-25 %Au-Legierung tritt die interessante Erscheinung auf, daß bei 200 °C durch Neutronenbeschuß der elektrische Widerstand abnimmt[2]), was auf eine Zunahme an Ordnung schließen läßt. In derselben bestrahlten Probe wurden röntgenographisch die Überstrukturlinien der Phase Cu_3Au nachgewiesen[3]). Eine nicht bestrahlte Probe von ungeordnetem Cu-25 %Au benötigt bei 200 °C etwa 10^5 Stunden zur Ordnung; eine Bestrahlung mit einer Flächendosis 10^{12} schnellen Neutronen/cm² verkürzt diese Zeit auf 10 bis 12 Stunden[4]). Die Ursache dieses Effekts liegt in der Erhöhung der Diffusionsgeschwindigkeit von Cu- (und Au-)Atomen durch die erzeugten Frenkel-Defekte.

Geht man hingegen von der völlig geordneten Cu_3Au-Legierung aus, dann nimmt durch Bestrahlung der elektrische Widerstand stark zu, und die Überstrukturlinien des Cu_3Au verschwinden im Röntgendiagramm. Die elektrische Widerstandszunahme wird zum Teil von dem gestörten Regelmaß im Gitteraufbau durch die Verlagerung von Kupferatomen auf Au-Plätze (und umgekehrt) erzeugt, zum Teil ist sie aber auch auf die eingelagerten Frenkel-Defekte zurückzuführen.

2.422 Ionen- und Valenzkristalle; Halbleiter und Phosphore

Das Verhalten von Ionen- und Valenzkristallen bei Bestrahlung mit energiereichen Teilchen hängt in erster Linie von den Bindungskräften, dem Raumerfüllungsgrad und der chemischen Stabilität der einzelnen Bausteine ab[5]). Kaliumchlorid, Flußspat und Zinksulfid sind Beispiele für stark gebundene und dichte Strukturen, in denen durch Bestrahlung wie bei den Metallen Frenkel-Defekte eingelagert werden können. Eine zweite Gruppe umfaßt Kristalle von chemisch weniger stabilen Verbindungen wie Na-Oxalat, Harnstoff und Molekülgitter mit geringer Raumerfüllung und schwachen Bindungen zwischen den einzelnen Molekülen (Anthrazen). Im Röntgendiagramm dieser Gruppe von Verbindungen beobachtet man, daß die Struktur mit steigender Strahlungsdosis immer diffuser und flüssigkeitsähnlicher wird. Auch äußerlich wird der Zerfall schließlich sichtbar.

Der Einfluß der Bestrahlung auf die Ionenleitfähigkeit von Natrium- und Kaliumchlorid ist verschieden, je nachdem, ob die einfallende Strahlung vorwiegend ionisierend wirkt oder vorwiegend Frenkel-Defekte erzeugt. Röntgen und Gamma-Bestrahlung setzt die Leitfähigkeit herab[6]); längere Neutronenbestrahlung im Reaktor erhöht sie auf etwa das Zehnfache[7]); 10^{16} Protonen/cm² von 350 MeV vermindern die Leitfähigkeit auf 1/50 des Ausgangswertes der unbestrahlten Probe[6]). In den meisten (nicht ganz reinen) unbestrahlten Alkalihalogenidkristallen (NaCl und KCl) beruht die Ionenleitfähigkeit auf der Wanderung von (negativen) Kationenleerstellen. Der Betrag dieser Leitfähigkeit ist proportional der Anzahl dieser mobilen Leerstellen und der von ihnen transportierten Ladung. Bei Bestrahlung solcher Kristalle mit Partikeln, die Frenkel-Defekte erzeugen, müßte die Konzentration an geladenen, beweglichen Fehlstellen zunehmen. Tatsächlich wird aber bei Protonen- und

---

[1]) Seitz, F., u. Koehler, J. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, 624, P/749

[2]) Glick, H. L., Brooks, F. C., Witzig, W. F., u. Jonson, W. E., Phys. Rev. **87** (1952), 1074. — Siegel, S., Phys. Rev. **75** (1949), 182. — Rosenblatt, D. B., Smoluchowski, R., u. Dienes, G. J., Phys. Rev. **94** (1954), 1417.

[3]) Coltman, R. R., u. Blewit, T. H., Phys. Rev. **86** (1952), 641.

[4]) Blewit, T. H., u. Coltman, R. R., Phys. Rev. **85** (1952), 384.

[5]) Stech, B., Z. Naturf. **7a** (1952), 175.

[6]) Smoluchowski, R., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 676, P/748. — Pearlstein, E., Phys. Rev. **92** (1953), 881; **94** (1954), 1409.

[7]) Nelson, C. M., Sproull, R. L., u. Caswell, R. S., Phys. Rev. **90** (1953), 364.

Gamma-Bestrahlung die ursprünglich vorhandene Zahl von Ladungsträgern sogar herabgesetzt. Man nimmt an[1], daß durch ionisierende Partikeln in großer Zahl Anionenfehlstellen erzeugt werden können. Diese lagern sich (bei hinreichender Beweglichkeit im Gitter) mit den Kationenleerstellen zu neutralen Assoziaten zusammen, die dann zur elektrischen Leitfähigkeit nicht mehr beitragen. Bei Temperaturerhöhung kommt es in protonenbestrahltem Kaliumchlorid ab 125 °C zu einer Dissoziation dieser Fehlstellenassoziate, wobei die Ionenleitfähigkeit wieder auf ihren ursprünglichen Wert ansteigt.

Die auffallendste äußere Erscheinung von bestrahlten Alkalihalogeniden ist ihre Verfärbung. In der Natur findet man das „blaue Steinsalz", das durch die Einwirkung der Strahlen radioaktiver Beimengungen entstanden ist. Die in den verfärbten Kristallen enthaltenen „Farbzentren" („F- und V-Zentren") entstehen aus Anionen- oder Kationenleerstellen durch Anlagerung von Elektronen (oder Defektelektronen). In Anionenfehlstellen eingefangene Elektronen bilden „F-Zentren", in Kationenfehlstellen eingefangene Defektelektronen bilden „V-Zentren".

Durch Erwärmen lassen die verfärbten Kristalle ausbleichen, wobei die F-Zentren erst bei höheren Temperaturen als die V-Zentren dissoziieren.

Aluminiumoxydkristalle werden durch Röntgen- und Gamma-Strahlen violett. In der Nähe von 2300 Å entsteht ein starkes Absorptionsmaximum. Unter der Einwirkung von schnellen Neutronen erscheint nur im kürzerwelligen UV (um 2040 Å) eine breite, starke Bande, deren Intensität mit der Strahlungsdosis zunimmt[2]. Bei Bestrahlung mit Protonen von 400 MeV treten dagegen beide Banden auf, d. h., daß diese sehr schnellen Teilchen sowohl stark ionisieren als auch intensiv Fehlstellen bilden[3].

Alkalihalogenidkristalle nehmen bei Neutronenbestrahlung nur wenig an Volumen zu. Genaue Messungen der Dichteänderungen wurden an Lithiumfluorid ausgeführt[4].

Im Lithiumfluorid werden nicht nur durch schnelle Neutronen Frenkel-Defekte gebildet, sondern auch durch langsame Neutronen beim Einfang im Li^6-Kern, was eine Reaktion Li^6 (n, α) $H^3 + 4{,}8$ MeV auslöst. Der Tritiumkern mit der Rückstoßenergie von 2,74 MeV und das Alpha-Teilchen mit 2,06 MeV erzeugen dann im Kristallgitter beträchtliche Störungen[5]. Die röntgenographisch aus den Gitterparametern ermittelte Dichte stimmt bis auf wenige Prozent mit der pyknometrisch bestimmten überein. Das weist darauf hin, daß die eingelagerten Defekte vom Frenkel-Typ sind. Wären die primär gebildeten Zwischengitteratome an die Kristalloberflächen gewandert und nur Kationen- und Anionenleerstellen im Gitter zurückgeblieben (Schottky-Defekte), hätte die röntgenographisch bestimmte Dichte höher ausfallen müssen als die makroskopisch bestimmte.

In kristallinem Quarz ist die Dichteabnahme durch Bestrahlung mit schweren Teilchen auffallend groß[6]. Sie beträgt bei einer Flächendosis von $1 \cdot 10^{20}$ schnellen Neutronen/cm² genau 10 %. Bei 4 % Dichteänderung ($6{,}6 \cdot 10^{19}$ Neutronen/cm²) sind die Kristallachsen vom Ausgangswert $a = 4{,}903$ Å auf $a = 4{,}01$ Å bzw. $c = 5{,}393$ Å auf $c = 5{,}41$ Å verändert (Alpha-Quarz). Die starke Anisotropie längs der a-Achse ist durch die auf Zwischengitterplätze verschobenen Atome bedingt[7]. Die polymorphen Formen Quarz, Cristobalit und Tridymit sind nach Bestrahlung mit $2 \cdot 10^{20}$ schnellen Neutronen/cm² in ihrem Gitteraufbau derart stark gestört, daß sie wie Glas optisch isotrop erschei-

[1]) Varley, J. H. O., Nature **174** (1954), 886; J. Nucl. Engng. **1** (1954), 130.
[2]) Dienes, G. J., Proc. Phys. Soc. (London), April 1955).
[3]) Leivo, W. J., s. Smoluchowski, R., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 679, P/748.
[4]) Binder, D., u. Sturm, W. J., Phys. Rev. **96** (1954), 1519.
[5]) Keating, D. T., Phys. Rev. **97** (1955), 832.
[6]) Wittels, M., Acta Cryst. **89** (1953), 656.
[7]) Crawford, J. H., Wittels, M. C., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 654, P/753.

nen[1]). Dieser Zustand ist thermisch sehr stabil. Nach mehrstündigem Erhitzen auf 650 °C ist noch keine Rückbildung der Dichteabnahme nachzuweisen. Erst oberhalb 930 °C tritt Rekristallisation zu polykristallinem Alpha-Quarz ein.

Neutronenbestrahlung verändert die thermische Leitfähigkeit von Metalloxyden. Berylliumoxyd vermindert dabei seine relativ schon geringe Wärmeleitfähigkeit. Auch Beton verliert bei Neutronenbestrahlung bis zu 20 % seiner Wärmeleitfähigkeit[2]).

In den typischen Valenzkristallen Diamant und Silizium werden bei Bestrahlung mit energiereichen Teilchen die Einfachbindungen zwischen den Atomen in ein System von Einfach- und Doppelbindungen umgewandelt. Es entstehen Gebiete mit gestörter Bindungsstruktur, die bei Bestrahlung mit schnellen Neutronen einen Durchmesser von rund 45 Å haben[3]).

In den Halbleitern Germanium und Silizium ist nur dann eine elektrische Leitfähigkeit vorhanden, wenn Elektronen aus dem vollbesetzten Valenzband herausgenommen (Defektelektronenleitung im Valenzband, p-Leitung) oder Elektronen in das leere Leitfähigkeitsband gebracht worden sind (Überschußelektronenleitung im Leitfähigkeitsband, n-Leitung). Der unmittelbare Übergang von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitfähigkeitsband erfordert bei Germanium eine hohe Aktivierungsenergie von 0,8 *e*V. Durch den Einbau von „Akzeptoren", unbesetzten Elektronenniveaus, die energetisch näher beim Valenzband liegen als 0,8 *e*V, wird der Elektronenübergang aus dem Valenzband in diese niederen Niveaus erleichtert, und es entsteht p-leitendes Germanium. Durch den Einbau von „Donatoren", elektronenabgebenden, energetisch dem Leitfähigkeitsband näher liegenden Niveaus, gelingt es mit geringerem Aufwand an Aktivierungsenergie, Elektronen in das Leitfähigkeitsband zu bringen (n-leitendes Germanium). Als solche Akzeptoren wirken in Germanium und Silizium Spuren von Fremdatomen mit weniger als vier Außenelektronen, z. B. Gallium; als Donatoren wirken Fremdatome mit mehr als vier Außenelektronen, z. B. Arsen. Weniger als 10^{-4} Atom-% dieser Fremdatome genügen, n- bzw. p-leitendes Germanium herzustellen.

Da in Germanium Leerstellen als Akzeptoren, Zwischengitteratome als Donatoren wirken[4]), sprechen die elektrischen Eigenschaften des Germaniums sehr empfindlich auf die Einlagerung von Frenkel-Defekten durch energiereiche Bestrahlung[5]) an. Bereits 10^5 rad Strahlungsdosis sind ausreichend, die elektrischen Werte eines n- oder p-leitenden Germaniums zu ändern[6]). Im Germaniumgitter wirken sich besonders die Leerstellen als tiefliegende Akzeptoren aus[7]). Ursprünglich p-leitendes Germanium wird durch Bestrahlung stärker p-leitend; n-leitendes Germanium verliert bei Bestrahlung seine Elektronenüberschußleitfähigkeit rasch und wird ebenfalls p-leitend. In Silizium wird durch energiereiche Bestrahlung die Gitterstruktur stark gestört. Sowohl in n- als auch in p-leitendem Silizium nimmt die elektrische Leitfähigkeit mit steigender Strahlungsdosis ab.

Thermische Neutronen beeinflussen die Halbleitereigenschaften durch Bildung von Fremdatomen über Kernreaktionen. Für Germanium kommen hierfür die Reaktionen in Betracht: $Ge^{74}(n,\gamma)\,Ge^{75} \xrightarrow{\beta} As^{75}$ (Donatorbildung), $Ge^{70}(n,\gamma)\,Ge^{71} \xrightarrow{\beta+} Ga^{71}$ (Akzeptorbildung). Die Bildung von Gallium überwiegt.

Durch diese Fremdatomeinlagerung im Germaniumgitter entstehen bleibende Veränderungen im Halbleiter. Bei Bestrahlung mit schnellen Teilchen gebildete Frenkel-

---

1) Wittels, M., Sherrill, F. A., Phys. Rev. **93** (1954), 1117.
2) Kittel, J. H., Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 65; s. a. Davis, H. S., Nucleonics **13**, Nr. 6 (1955), 60.
3) Dienes, G. J., u. Kleinman, D. A., Phys. Rev. **91** (1953), 238.
4) James, H. H., u. Lark-Horovitz, K., Z. phys. Chem. **198** (1951), 107.
5) Cleland, J. W., u. a. Phys. Rev. **83** (1951), 312.
6) s. Sisman, O., u. Wilson, J. C., Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 61.
7) Crawford, J. H. Jr., u. a. Phys. Rev. **85** (1952), 730.

Defekte verschwinden dagegen durch Tempern bei höheren Temperaturen, wobei die ursprüngliche elektrische Leitfähigkeit der unbestrahlten Probe wiederkehrt[1]).

Während der Dauer der Bestrahlung beobachtet man außerdem eine erhöhte elektrische Leitfähigkeit. Sie wird durch die ionisierende Wirkung der Strahlung hervorgerufen und verschwindet wieder sofort nach dem Abschalten der Strahlungsquelle.

Lumineszierende Substanzen erfahren bei Bestrahlung mit energiereichen Teilchen eine Verminderung der Leuchtfähigkeit. So wird z. B. die Lumineszenzfähigkeit von mit Cu aktiviertem Zinksulfid (ZnSCu) durch eine Dosis von 10^{12} RaC-Alpha-Teilchen/cm^2 auf die Hälfte herabgesetzt[2]). Stabiler sind lumineszenzfähige Silikate und Wolframate. Hingegen sind organische lumineszenzfähige Kristalle, z. B. Anthrazen und Stilben, etwa 20mal zerstörungsempfindlicher bei Bestrahlung als die anorganischen Leuchtstoffe.

Die Abnahme der Leuchtfähigkeit folgt im wesentlichen dem Gesetz

$$I/I_0 = 1/(1 + NC),$$

wo C eine „Zerstörungskonstante" und N die Bestrahlungsdosis ist[3]).

Man muß annehmen, daß durch Beschuß mit energiereichen Partikeln Haftstellen gebildet werden, wodurch strahlungslose Übergänge[4]) angeregter Elektronen begünstigt werden.

2.423 Gläser[5])

Silikatglas und Jenaer Glas verfärben sich durch Bestrahlung ($> 10^6$ rad) bräunlich bis bernsteinfarben oder auch violett; gewöhnliches Quarzglas wird purpurrot[6]). Auch Bleigläser verfärben sich bei 10^6 rad intensiv, die Verfärbung geht aber nach der Bestrahlung bei Raumtemperatur in wenigen Stunden völlig zurück[7]). Ein solches Ausbleichen (fading) beobachtet man bei den meisten verfärbten Gläsern. Erwärmen oder Einstrahlen von Licht in den entstandenen Absorptionsbanden beschleunigt die Erholung. Bei einer Dosis von 10^{10} rad verliert Silikatglas außerdem seine Transparenz völlig.

Durch geringe Zusätze bestimmter Metalloxyde läßt sich die Verfärbung unterdrücken, wie man zuerst an Cer-haltigen Gläsern (1 mol % CeO_2) feststellte. Der Cer-Zusatz ändert die Lichtabsorption des Glases im sichtbaren Bereich nicht merklich, wogegen im UV bei 3000 Å ein starkes Absorptionsmaximum auftritt. (Diese Untersuchungen wurden an einem UV-durchlässigen Aluminiumphosphatglas durchgeführt[1]).) Bei Bestrahlung erhöht sich jetzt ausschließlich die UV-Absorption des Cer-Glases, und zwar in einem Wellenlängenbereich, der unterhalb 3000 Å liegt. Das Absorptionsmaximum bei 3000 Å wird nicht beeinflußt. Außer Cer verhindert besonders Eisen (1 mol % Fe_2O_3), weiterhin Vanadin und 3-wertiges Titan die Verfärbung. Zusätze von 4-wertigem Titan, Chrom, Wolfram und Kupfer haben keinen Einfluß.

Kobalthaltiges Glas vertieft seine ursprüngliche schwache Eigenfarbe so ausgeprägt,

[1]) Cleland, J. W., Lark-Horovitz, K., u. Pigg, J. C., Phys. Rev. **78** (1950), 814.
[2]) Riehl, N., Atomkernenergie **1** (1956), 297. — Riehl, N., Phys. u. Techn. Anwendungen d. Lumineszenz, Berlin 1941, S. 133.
[3]) Broser, J., u. Warminsky, R., Ann. Phys. (6) **7** (1950), 289. — Hanle, W., u. Rau, K. H., Z. Phys. **133** (1952), 297.
[4]) Schön, M., Z. Naturf. **6a** (1951), 251.
[5]) Kreidler, J., Amer. Cer. Soc. **38** (1955), 423. — Glass Industry **33** (1952), 24.
[6]) Gall u. Bichford, Nucleonics **48** (1953) Nr. 8, 11. — Dainton, F. S., u. Rowbottom, J., Trans. Faraday Soc. **50** (1954), 480. — Levy, P. W., J. Chem. Phys. **23** (1955), 764. — Levy, M., u. Varley, J. N. O., Proc. Phys. Soc. **68** B (1955), 223.
[7]) Kernohan, R. M., u. MacCanna, C. M., Phys. Rev. **86** (1957), 641.

daß es als optisches Strahlungsdosimeter Verwendung finden kann[1]). Es bleicht bei Raumtemperatur noch nicht aus.

Ursache der Verfärbung ist die Bildung von Farbzentren, ähnlich den F- und V-Zentren in Alkalihalogeniden. Im Silikat- und Boratglas treten durch Bestrahlung drei Absorptionsbanden auf, zwei im sichtbaren Gebiet, die dritte im UV. Diese letztere Bande soll von in Kationenleerstellen eingefangenen Defektelektronen herrühren, die beiden im sichtbaren Gebiet gelegenen Banden dagegen von Elektronen, die in positive Sauerstoffleerstellen eingefangen werden[2]).

Quarzglas erhöht (ganz im Gegensatz zum kristallinen Quarz) seine Dichte durch Neutronenbestrahlung[3]). Bei $2 \cdot 10^{20}$ Neutronen/cm² nimmt die Dichte von 2,21 auf 2,25g/cm³ zu.

2.424 Organische Verbindungen; Hochpolymere

Ionisierende Bestrahlung erzeugt in organischen Verbindungen primär reaktionsfähige angeregte Zustände und Radikale, deren weitere Reaktionen vor allem durch die chemische Struktur der betreffenden Verbindungen bestimmt sind[4]). Die wichtigsten Effekte sind: a) Bildung höhermolekularer Verbindungen durch Verknüpfungsreaktionen zwischen Radikalen in verschiedenen Molekülen ($R_1^{\cdot} + R_2^{\cdot} \rightarrow R_1R_2$); b) Umordnung oder Zerstörung der chemischen Struktur in den einzelnen Molekülen; Ausbildung von Doppelbindungen; Disproportionierung; c) Gasentwicklung, vor allem Wasserstoffentwicklung (in geringerem Maße Entwicklung von Methan und niederen Kohlenwasserstoffen) aus abgespaltenen Wasserstoffatomen, Methylgruppen und längeren Seitenketten. Die chemische Wirksamkeit der Bestrahlung ist abhängig von der Anzahl G_R an Radikalen, die je 100 *e*V absorbierte Strahlungsenergie primär gebildet werden, und von der Leichtigkeit, mit der diese Radikale weiterreagieren. Der Betrag von G_R ist in den einzelnen chemischen Stoffklassen unterschiedlich[5]), wie aus Tab. **278.**1 zu erkennen ist (Gamma-Bestrahlung).

278.1 Anzahl G_R der je 100 *e*V absorbierter Strahlungsenergie bei Gamma-Bestrahlung gebildeter Radikale

Verbindung	G_R
Benzol	0,57···0,91
Toluol	1,98
Chlorbenzol	11
o-Dichlorbenzol	18,7
n-Heptan	6,15
n-Oktan	7,1
Cyclohexan	8,9
Methanol	15
Propanol	18,7
Azeton	31
Tetrachlorkohlenstoff	25
Chloroform	38
Methylenchlorid	27
Methylchlorid	17

Auffallend ist die geringe Radikalausbeute in den aromatischen Systemen. Diese besondere Eigenschaft der aromatischen Struktur macht sich sogar in langkettigen aliphatischen Verbindungen mit aromatischen Liganden bemerkbar. In Tab. **279.**1 sind die relativen Strahlungsdosen (Reaktorbestrahlung) angegeben, unter deren Einwirkung Naphthyl-substituierte n-Dodekane gleiche chemische Veränderungen erleiden (Vernetzung der Paraffinkette bis zur Unschmelzbarkeit)[6]).

[1]) AEC-Report NYO-3782, Contract AT (30-1)-1312.

[2]) Yokota, R., Phys. Rev. **95** (1954), 1145.

[3]) Lukesh, J. S., Phys. Rev. **97** (1955), 345.

[4]) Eine Zusammenstellung über das strahlenchemische Verhalten von organischen Verbindungen s. Collinson, E., u. Swallow, A. J., Chem. Rev. **56** (1956), 471.

[5]) Bouby, L., Chapiro, A., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 529, P/363. Die Werte wurden auf $G_{Fe^{+3}} = 15{,}8$ bezogen.

[6]) Alexander, A., u. Charlesby, A., Nature **173** (1954), 578.

279.1 Relative Dosen für gleiche chemische Veränderungen bei Reaktorbestrahlung

Verbindung	Struktur	Relative Dosis
n-Dodekan	$CH_3-(CH_2)_{10}-CH_3$	1
1-(Naphthyl)-Dodekan	$(C_{10}H_7)-CH_2-(CH_2)_{10}-CH_3$	1,6
4-(Naphthyl)-Dodekan	$CH_3-(CH_2)_2-CH(C_{10}H_7)-(CH_2)_7-CH_3$	2,3
6-(Naphthyl)-Dodekan	$CH_3-(CH_2)_4-CH(C_{10}H_7)-(CH_2)_5-CH_3$	2,45

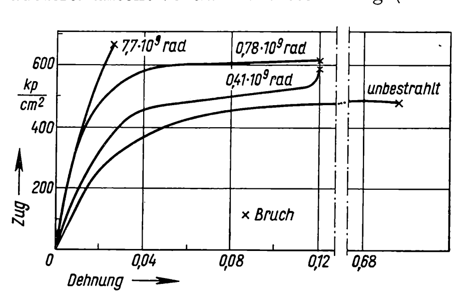
Diese experimentellen Werte zeigen, daß der aromatische Substituent die Ionisierung und Anregung aus der aliphatischen Kette größtenteils ableitet und damit deren chemische Reaktionsfähigkeit herabsetzt. Diese Ableitung ist um so wirksamer, je näher alle aliphatischen Kettenteile dem aromatischen System liegen.

Als chemische Folgeprodukte der Bestrahlung von paraffinkettigen Verbindungen finden sich vor allem die Verknüpfungen zu größeren Molekülen, z. B. Dimerisate: $2\,RH \rightarrow R \cdot R + H_2$. Durch diesen Reaktionsablauf steigt die Viskosität von Mineralölen bei Bestrahlung an. Auch in den aromatischen Kohlenwasserstoffen ist die Verknüpfungsreaktion vorherrschend gegenüber z. B. der Zerstörung der Ringstruktur. Die Viskosität von Toluol nimmt durch 10^9 rad Gamma- oder schnelle Neutronenbestrahlung um 12% zu[1]. Gamma- und Neutronenbestrahlung geben somit bei gleicher absorbierter Dosis äquivalente chemische Veränderungen. Maßgebend ist hauptsächlich die ionisierende Wirkung der Strahlenart. Energiereiche Neutronen erzeugen in Kohlenwasserstoffen durch elastische Zusammenstöße mit den H-Atomen schnelle, stark ionisierende Protonen. Auch thermische Neutronen können über die Gamma- und Rückstoßenergie von Kernreaktionen chemische Veränderungen bewirken. Die wichtigsten Reaktionen dieser Art in organischen Verbindungen sind: $H^1\,(n, \gamma)\,D^2$, $\sigma = 0{,}33$ barn (die Gamma-Energie ist 2,17 MeV); $Cl(n, \gamma)$, $\sigma = 31{,}6$ barn (der Wirkungsquerschnitt bezieht sich auf das natürliche Isotopengemisch); $Cl^{35}(n, p)S^{35}$, $\sigma = 0{,}30$ barn; $N^{14}(n, p)C^{14}$, $\sigma = 1{,}75$ barn.

Die Zahl der je 100 eV absorbierter Strahlungsenergie gebildeten Gasmoleküle gibt den G_{Gas}-Wert, insbesondere den G_H-Wert für die Wasserstoffentwicklung. Beispiele: n-Heptan, $G_H = 4{,}2$[2]; Cyclohexan, $G_H = 5{,}9$[3]; Benzol, $G_H = 0{,}035$[4]. Andere aromatische Systeme wie Naphthalin, Anthrazen, Phenantren geben bei Bestrahlung eine ähnlich geringe Gasausbeute wie Benzol[1]. Sehr resistent sind die Polyphenyle (Diphenyl, o-, m-, p-Terphenyl, Quaterphenyl)[5]: G_{Gas}(Diphenyl) $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ (bei 30 °C und 10^{10} rad Gesamtdosis Elektronenbestrahlung); G_{Gas} (p-Terphenyl) $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ bei 30 °C, $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ bei 350 °C; m- und o-Terphenyl geben dieselbe Gasausbeute wie Diphenyl[6]. Ein geringer Zusatz von p-Quaterphenyl zu m-Terphenyl erhöht dessen Strahlungsstabilität beträchtlich: G_{Gas} (m-Terphenyl) $= 0{,}011$; G_{Gas} (5% p-Quaterphenyl + 95% m-Terphenyl) $= 0{,}006$; G_{Gas} (p-Quaterphenyl) $= 0{,}004$ für gleiche Temperatur- und Bestrahlungsbedingungen. Die Verwendbarkeit der Polyphenyle als organische Moderatoren und Kühlmittel in Kernreaktoren wurde bereits eingehend untersucht[7].

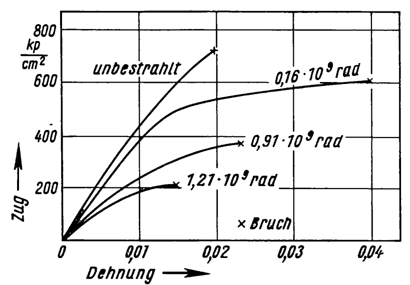
[1]) Calkins, V. P., Nucleonics **12**, Nr. 9 (1954), 10.
[2]) Burton, J., J. Phys. Colloid Chem. **52** (1948), 564.
[3]) Manion, J. R., u. Burton, M., J. Phys. Chem. **56** (1952), 560.
[4]) Patrik, W. N., u. Burton, M., J. Am. Chem. Soc. **76** (1954), 2626.
[5]) Carrol, J. G., u. Bolt, R. O., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 546, P/742.
[6]) Colichman, E. L., u. Gerke, R. H. J., Nucleonics **14**, Nr. 7 (1956), 50.
[7]) Bolt, R. O., u. Carrol, J. G., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 546, P/742. — Colichman, E. L., u. Fish, R. F., Nucleonics **15**, Nr. 2 (1957), 73. — Rösinger, S., Atomkernenergie **2** (1957), 176 (Zusammenfassende Darstellung).

Unter dem katalytischen Einfluß ionisierender Bestrahlung verläuft auch die Chlorierung aromatischer Verbindungen stürmisch. Das Chlor wird am aromatischen Ring addiert. Intensive Gamma-Bestrahlung (mit Co^{60} oder heißen Brennstoffelementen) gab folgende Ausbeuten von an Chlor gesättigten Verbindungen[1]): Benzol $G = 8{,}5 \cdot 10^4$; Toluol $G = 1{,}7 \times 10^4$; Chlorbenzol $G = 4{,}3 \cdot 10^4$.



280.1 Zugspannungs-Dehnungskurven von Naturkautschuk. Bestrahlt wurde im Reaktor. — Nach Bopp, C. D., u. Sisman, O., Nucleonics **13**, Nr. 10 (1955), 51.

In den organischen Hochpolymeren[2]) treten durch ionisierende Bestrahlung hauptsächlich zwei Effekte auf, die diese Verbindungen strukturell verändern (s. Tab. **282.1**): a) Quervernetzung der Ketten (Verknüpfung von C-C-Bindungen; Zunahme des Molgewichtes); b) Spaltung von C-C-Bindungen; Abnahme des Molgewichtes. Ob Quervernetzung oder Spaltung überwiegt, ist von dem chemischen Reaktionsvermögen des Moleküls und seiner Umgebung bestimmt. Die direkte Folge des Vernetzungsvorgangs ist eine Gasentwicklung (Wasserstoff; niedere Kohlenwasserstoffe). In geringem Maße werden bei Bestrahlung in Paraffinketten auch ungesättigte Doppelbindungen erzeugt. Die Gasentwicklung (vorwiegend H_2) kommt zu 40% von dieser Reaktion, zu ungefähr 60% von Vernetzungen (Polyäthylen)[3]).



280.2 Zugspannungs-Dehnungskurven von einem Phenoplast. — Nach Bopp, C. D., u. Sisman, O., Nucleonics **13** Nr. 10 (1955), 51.

Fig. **280.1** zeigt die Zunahme der Elastizität und der Zerreißfestigkeit von Naturkautschuk durch Quervernetzung benachbarter Ketten[4]). Steigende Dosis bis 10^{10} rad macht das Material immer spröder[5]). Es wird zerbrechlich wie Glas*).

Fig. **280.2** (Phenolformaldehydharz, Bakelit) läßt den entgegengesetzten Einfluß der Bestrahlung erkennen: Abnahme der Zerreißfestigkeit und der Elastizität mit steigender absorbierter Strahlungsdosis. Die Makromoleküle des ursprünglich dreidimensionalen Netzwerks werden abgebaut. Schließlich resultiert eine zähe, klebrige Flüssigkeit.

Die entstehenden Gase blähen bestrahlte Substanzen mit geringer innerer Festigkeit auf, während starre Verbindungen diese Gase gelöst halten und erst beim Erwärmen oder nach einer längeren Lagerung Risse und Bläschen erkennen lassen. Bei Raumtemperatur bestrahltes Plexiglas ist durchsichtig (bei sehr hoher Strahlungsdosis wird es trübe) und schäumt bei Erwärmung unter Vergrößerung auf das Mehrfache seines

---

[1]) Harmer, D. E., Martin, J. J., u. Anderson, L. C., J. chim. phys. **52** (1955), 667.
[2]) Eine umfassende Darstellung erscheint von Charlesby, A., Irradiation Treatment of Polymers, New York 1957.
[3]) Miller, A. A., Lawton, E. J., u. Balwit, J. S., J. Phys. Chem. **60** (1956), 599.
[4]) Campbell, J. B., Material Methods **40**, Nr. 9 (1954), 91.
[5]) Calkins, V. P., Nucleonics **12**, Nr. 9 (1954), 9.
*) Erst bei Dosen $> 10^{10}$ rad überwiegt wieder Abbau der Moleküle.

ursprünglichen Volumens auf[1]). Tab. **283.1** gibt eine kurze Übersicht über das Verhalten verschiedener Hochpolymere (in erster Linie Kunststoffe) bei Bestrahlung im Reaktor.

Die Radikalbildung bei Bestrahlung ist durch Radikalfänger[2]) und „Zündung" von Polymerisationsvorgängen nachgewiesen[3]). Bei diesen Kettenreaktionen sind G-Werte um 10^5 keine Seltenheit[4]). Langlebige aktive Zentren bilden sich im festen Polyacrylnitril[5]). Im Vakuum mit 100 Curie Co^{60} (18 Std.) bestrahlt, wirkt die Verbindung nach der Bestrahlung noch als Initiator für die Polymerisation von zugeführtem monomeren Acrylnitrildampf (Pfropf-Polymerisation). Luftzutritt nach der Bestrahlung zerstört diese Aktivität fast völlig.

Das Verhalten der Hochpolymere bei Bestrahlung geht dem bei Pyrolyse weitgehend parallel. Makromoleküle, die bei der Pyrolyse zum überwiegenden Teil in ihre Monomere aufspalten (Polymethacrylsäuremethylester und Teflon zu 100%!), zeigen bei der Bestrahlung Spaltung, während Verbindungen wie Polyäthylen, die bei der Pyrolyse Monomere nur in geringer Menge ($< 30\%$) liefern, sonst aber in deren Abbauprodukte zerfallen, vernetzen. Verbindungen mit quaternären C-Atomen spalten besonders leicht auf (Plexiglas und Polyisobutylen), ebenso hochfluorierte Polymere (Trifluorchloräthylen; Teflon)[6]). Einbau von Benzolringen (Polystyrol; Terylen) erhöht die Strahlungsstabilität[7]).

Die mechanischen Eigenschaftsänderungen durch Quervernetzung sind hauptsächlich am Polyäthylen untersucht worden. Gewöhnliches Polyäthylen ist bei Zimmertemperatur zu rund zwei Dritteln kristallisiert, wobei die Molekülketten fast ausschließlich durch van der Waals-Kräfte zusammengehalten werden. Bei Temperaturerhöhung lösen sich die Kristallbereiche auf, und das Polyäthylen zerfließt zu einer klar-durchsichtigen viskosen Flüssigkeit. Durch Bestrahlung mit einer Dosis von 10^8 rad vernetzen sich etwa 1% der Bausteine $-CH_2-CH_2^{\cdot}-$ (d.h. der G-Wert für die Vernetzung ist ~ 3). Das reicht aus, ein grobes, dreidimensionales Netzwerk zwischen den Molekülketten zu bilden. Beim Erwärmen wird die Probe bei der früheren Schmelztemperatur durch die Auflösung der Kristallbereiche wieder klar durchsichtig, zerfließt aber nicht mehr[8]). Dieser formfeste Zustand verhält sich bei mechanischer Beanspruchung gummielastisch gemäß der Gleichung[9])

$$E = 3\,R\,T\,\varrho/\overline{m}. \tag{19}$$

(E Youngscher Elastizitätsmodul, R Gaskonstante, T absolute Temperatur, ϱ Dichte und $\overline{m}$ mittleres Molekulargewicht der Ketten zwischen den Verzweigungen.) Wird je Kette von einem Molekulargewicht m ein $-CH_2-CH_2-$-Baustein vernetzt, dann halbiert sich im Mittel die Kettenlänge, und das Molekulargewicht der Ketten zwischen zwei Verzweigungen verringert sich auf $m/2$. Eine aufgenommene Strahlungsdosis D rad erzeugt bei G wirksamen Reaktionen je 100 eV in einem Mol Polyäthylenketten vom Molekulargewicht m die Anzahl $N_V = D \cdot G \cdot m \cdot 6{,}25 \cdot 10^{11}/6{,}02 \cdot 10^{23}$ Vernetzungen; im Fall einer Halbierung des Molekulargewichts auf $m/2 = \overline{m}$ muß diese Zahl der Vernetzungen je Molekülkette gleich 1 sein. Ausgehend von unvernetztem langkettigem

[1]) Carlesby, A., Nucleonics **12**, Nr. 6 (1954), 18.
[2]) Bouby, L., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 527, P/363.
[3]) Chapiro, A., J. chim. phys. **53** (1956), 512. — Chapiro, A., Magat, M., u. a. J. chim. phys. **52** (1955), 689. — Medvedev, S. S., J. chim. phys. **52** (1955), 677.
[4]) Restaino, A. J., u. a. J. Amer. Chem. Soc. **78** (1956), 2939.
[5]) Bevington, J. C., u. Eaves, P. E., Nature (London) **178** (1956), 1112.
[6]) Chapiro, A., J. chim. phys. **53** (1956), 302.
[7]) Alexander, P., u. Charlesby, Nature (London) **173** (1954), 578.
[8]) Howard, W. H., J. Phys. Chem. **61** (1957), 137.
[9]) Kuhn, W., Kolloid-Z. **76** (1936), 258.

282.1 Strukturveränderungen in organischen Hochpolymeren durch ionisierende Bestrahlung

---

A. Verknüpfung

```
 R
 |
HC·  ·H
 |
HCH
 |
 R
```

Radikalbildung durch Abspaltung eines H-Atoms

```
 R
 |
HC·  ·CH3
 |
HCH
 |
 R
```

Radikalbildung durch Abspaltung einer Seitenkette

→

```
  R   R
  |   |
 HC — CH
  |   |      +  H2  bzw.  CH4
 H2C  CH2
  |   |
  R   R
```

Quervernetzung und Gasentwicklung

B. Spaltung

```
 R
 |
HCH
 ·

 ·
HCH
 |
 R
```

Spaltung der Hauptkette

→

```
    R             R
    ‖             |
H — C — H    +   CH3
```

Absättigung durch Bildung einer Doppelbindung

```
     CH3              CH3
      |                |
R — C — CH2* ——— C — R
      |                |
    OC—OCH3          OC—OCH3
```

Elektronenanregung in der Hauptkette

→

```
      CH2                 CH3
      ‖                    |
R — C           +   CH3 — C — R
      |                    |
    OC—OCH2              OC—O—CH3
```

Disproportionierung

Polyäthylen erhält man nach einer Bestrahlung mit der Dosis D das mittlere Molgewicht $\overline{m}$

$$1/\overline{m} = 2{,}1 \cdot 10^{-12} \cdot \text{rad}^{-1} \cdot D \cdot G \tag{20}$$

und nach Gl. (19) den Elastizitätsmodul für Polyäthylen ($G = 3$, $\varrho = 0{,}92\ \text{g/cm}^3$) bei 150 °C

$$E = 0{,}6 \cdot D \cdot \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2 \cdot \text{rad}}\,.$$

283.1 Verhalten verschiedener Hochpolymere bei Bestrahlung im Reaktor[1])

Verbindung	Struktur	Wirkung
Polyäthylen	$-CH_2-CH_2-$	Vernetzung
Polystyrol	$-\underset{C_6H_5}{\underset{\vert}{CH}}-CH_2-$	Vernetzung
Terylen	$-\underset{O}{C}-C_6H_4-\underset{O}{C}-O-CH_2-CH_2-O-$	Vernetzung
Nylon	$-(CH_2)_n-CO-NH-(CH_2)_m-$	Vernetzung
Buna	$-CH_2-CH{=}CH-CH_2-$	Vernetzung
Polydimethyl-siloxan	$-\overset{\overset{CH_3}{\vert}}{\underset{\underset{CH_3}{\vert}}{Si}}-O-$	Vernetzung
Neopren	$-CH_2-CCl{=}CH-CH_2-$	Vernetzung
Polyvinylazetat	$-\underset{O-\underset{O}{C}-CH_3}{\underset{\vert}{CH}}-CH_2-$	Vernetzung
Polymethacrylsäure-Methylester	$-CH_2-\overset{\overset{CH_3}{\vert}}{\underset{\underset{\underset{O}{C}-O-CH_3}{\vert}}{C}}-$	Spaltung
Teflon	$-CF_2-CF_2-$	Spaltung
Polyisobutylen	$-CH_2-\overset{\overset{CH_3}{\vert}}{\underset{\underset{CH_3}{\vert}}{C}}-$	Spaltung
Thiokol	$-CH_2-CH_2-\underset{S}{\underset{\Vert}{S}}-\underset{S}{\underset{\Vert}{S}}-$	Spaltung

[1]) nach Schurz, J., Atomkernenergie **1** (1956), 349.

In Polymeren mit vorwiegender Kettenspaltung nimmt das Molgewicht mit steigender Dosis ab gemäß

$$1/\overline{m} = 10^{-12} \cdot \text{rad}^{-1} \cdot D \cdot G + 1/\overline{m}_0 . \qquad (21)$$

$\overline{m}_0$ ist das mittlere Molgewicht vor der Bestrahlung mit der Dosis D. Bei steigender Dosis D wird $1/\overline{m}$ immer größer gegen $1/\overline{m}_0$, weshalb man meistens dieses anfängliche mittlere Molgewicht $\overline{m}_0$ gar nicht zu kennen braucht, um Proben mit einem bestimmten, nach Gl. (21) errechenbaren mittleren Molgewicht herstellen zu können.

Bei Bestrahlung brechen die Polymere an den angeregten oder ionisierten Stellen der Ketten durch. Die Bruchstellen sind bei homogenen Polymerisaten statistisch verteilt. Eine ursprünglich beliebige Moleküllängenverteilung wird aus diesem Grunde nach längerer Bestrahlung zu einer Exponentialverteilung der Kettenlängen. Die Häufigkeit h einer Kettenlänge vom Molekulargewicht m in einem Gemisch verschiedener Kettenlängen ist deshalb gegeben durch $h(m) = \text{const} \cdot e^{-m/\overline{m}}$, wo $\overline{m}$ das mittlere Molgewicht des Polymerengemisches ist.

Bestrahlung ändert die Löslichkeitseigenschaften von Polymeren in charakteristischer Weise. Unvernetzte Polymere lassen sich vollständig auflösen. Werden durch Bestrahlung die Molekülketten immer mehr vernetzt, so tritt bei einer für die Probe kennzeichnenden Dosis eine unlösliche Fraktion auf. An diesem sog. „Gel-Punkt" ist eine Vernetzungsstelle pro Molekül (bei Polymeren mit einer Molekülgrößenverteilung: je Molekül im Gewichtsmittel) vorhanden. Analog zu Gl. (20) ist dieser Gel-Punkt gegeben durch die Dosis

$$1/D_{\text{Gel}} = 2{,}1 \cdot 10^{-12} \cdot \text{rad}^{-1} \cdot G \cdot m_g . \qquad (22)$$

m_g ist das Gewichtsmittel der Molekülkettenverteilung. Bei steigender Dosis nimmt das Verhältnis löslicher Anteil/Gel-Anteil für Polymere ohne gleichzeitige Spaltungsreaktion schließlich bis Null ab. Falls in einem Polymeren bei Bestrahlung neben vorwiegender Quervernetzung in geringem Maße noch Kettenspaltung auftritt, liegt D_{Gel} über dem nach Gl. (22) berechneten Wert, und das Verhältnis Sol/Gel behält auch bei sehr großer Strahlungsdosis einen endlichen und für den Betrag Spaltung/Vernetzung charakteristischen Wert[1]).

Ionenaustauscher verlieren durch Bestrahlung, falls sie quervernetzen, an Wirksamkeit. Der Kationenaustauscher Dowex 50 (sulfoniertes Polystyrol) vermindert seine Austauschkapizität bei einer Dosis $D = 10^8$ rad um rd. 25%[2]).

Bei ionisierender Bestrahlung nimmt die elektrische Leitfähigkeit einiger Polymeren (z. B. Polyäthylen, Polystyrol) mit steigender Strahlungsstromdichte bis auf den 10-fachen Betrag der Dunkelleitfähigkeit zu. Nach Abstellen der Bestrahlung wird wieder die ursprüngliche Leitfähigkeit beobachtet.

2.425 Gase

Unter Einwirkung von energiereicher Strahlung werden in Gasen reaktionsfähige Moleküle und Atome gebildet, die in Folgereaktionen chemische Umsetzungen hervorrufen können. Bei der Bestrahlung von Luft werden primär gebildet

aus Stickstoff $N_2 \rightarrow e + N_2^+$ oder N_2^* oder $2\,N$

aus Sauerstoff $O_2 \rightarrow e + O_2^+$ oder O_2^* oder $2\,O$,

und die Folgereaktionen erzeugen vor allem NO, NO_2 und O_3. Diese Stickoxyde (und ebenso das Ozon) sind Verbindungen mit negativer Bildungswärme aus den Ausgangsstoffen N_2 und O_2 ($^1/_2\,N_2 + {}^1/_2\,O_2 = NO - 22$ kcal/mol; $^1/_2\,N_2 + O_2 = NO_2 - 8$

[1]) Charlesby, A., Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 85.

[2]) Bresee, J. C., u. a. Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 81. — Cathers, G. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 490, P/743.

kcal/mol; $^3/_2\,O_2 = O_3 - 34$ kcal/mol). Ein Teil der Strahlungsenergie wird somit in Form von chemischer Energie gespeichert. Harteck und Dondes[1]) fanden als optimale Bedingungen für die Bildung von Stickoxyden unter Reaktorbestrahlung: Gemischzusammensetzung $N_2 : O_2 = 4 : 1$ (dieses Molverhältnis entspricht der Zusammensetzung von Luft!), Temperatur 175 bis 200 °C, Druck 20 bis 25 at. Gemessen wurde bei einer Dosisleistung von $2{,}5 \cdot 10^8$ rad/h. Je 100 *e*V absorbierter Strahlungsenergie werden unter diesen Bedingungen $G_{NO_2} = 6$ NO_2 Moleküle und $G_{NO} = 3$ NO Moleküle gebildet[2]). Mit steigender Konzentration von NO_2, NO und O_3 im Stickstoff-Sauerstoff-Gemisch nimmt allerdings auch deren Zersetzung zu N_2 und O_2 unter der Einwirkung der Bestrahlung zu.

Die gesteigerte Reaktionsfähigkeit der Gasmoleküle unter Bestrahlung beschleunigt auch die Gleichgewichtseinstellung von Isotopenaustauschreaktionen, die ohne Bestrahlung äußerst langsam ablaufen würden. Hier sind die für die Herstellung von schwerem Wasser wichtigen Austauschreaktionen zu nennen[3]):

$$H + HDO \rightleftarrows D + H_2O \quad \text{(Aktivierungsenergie rd. 12 kcal/mol)}$$

und

$$H + HD \rightleftarrows H_2 + D \quad \text{(Aktivierungsenergie rd. 7 kcal/mol).}$$

Die strahlenchemische Zersetzung von Kohlendioxyd ist im Hinblick auf die Verwendung dieses Gases in Kernreaktoren von Bedeutung. In Abwesenheit von Graphit stellt sich unter dem Einfluß der Bestrahlung rasch das Gleichgewicht $CO_2 \rightleftarrows CO + {}^1/_2\,O_2$ ein[4]). Bei Anwesenheit von Graphitwandungen ist die Zersetzung von CO_2 gering. Es entstehen dann vor allem niedere feste Kohlenoxyde[5]). O_2 wirkt bei Bestrahlung auf Graphit stark oxydierend. Es entsteht dabei vorwiegend CO_2.

2.426 Graphit[6])

Das Ausmaß der durch Bestrahlung hervorgerufenen Eigenschaftsänderungen ist je nach Herkunft und Herstellungsart des Graphits sehr verschieden[7]).

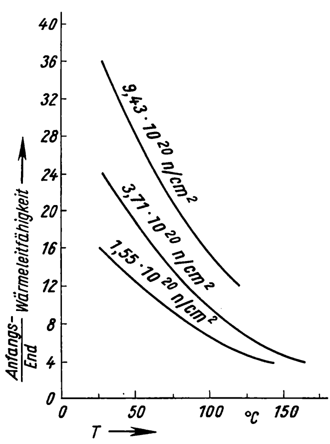
Das Volumen der meisten Graphitsorten nimmt bei Bestrahlung mit Neutronen zu[8]), z. B. bei einer Flächendosis von $1 \cdot 10^{21}$ Neutronen/cm² um rund 2%. Aus Röntgenaufnahmen geht hervor, daß die *c*-Achse des hexagonalen Graphitgitters proportional der Dosis verlängert wird[9]). Wegen dieser Proportionalität eignet sich Graphitpulver als Neutronendosimeter. Der Längenzuwachs der *c*-Achse ist bei gegebener Strahlungsdosis für niedrige Temperaturen (20 bis 30 °C) nahezu doppelt so groß wie bei 80 °C[10]). Dagegen verkürzt sich die *a*-Achse. Die Kontraktion beträgt allerdings nur ein Fünftel der Zunahme der *c*-Achse[11]). Dieses stark anisotrope Verhalten des Graphits ist durch die unterschiedliche Wirksamkeit der beiden Komponenten der durch Strahlung erzeugten

---

[1]) Harteck, P., u. Dondes, S., J. Chem. Phys. **24** (1956), 619. — Primak, W., u. Fuchs, L. H., Nucleonics **13**, Nr. 3 (1955), 39.
[2]) Für die Wirkung von Alpha-Teilchen und Elektronen s. Lind, S. C., The Chemical Effects of Alpha-Particles and Electrons, New York 1929. Für die Ozonbildung s. Magee, J. L., u. Burton, M., J. Amer. Chem. Soc. **72** (1950), 1965; **73** (1951), 523; Veselovsky, V. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 607, P/682.
[3]) Harteck, P., Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 97.
[4]) NSA **10** (1956), Ref. 2977.
[5]) Woodley, R. E., NSA **10** (1956), Ref. 6157.
[6]) Neubert, T. J., u. a. Report ANL-5472 (1956).
[7]) Woods, W. K., Bupp, L. P., u. Fletcher, J. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 455, P/746.
[8]) Deleroix, J. L., u. Yvon, J., Comp. rend. **242** (1956), 628.
[9]) Bacon, G. E., u. Warren, B. E., Acta Cryst. **9** (1956), 1029.
[10]) Kinchin, G. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 475, P/442.
[11]) Eshelly, J. D., J. Appl. Phys. **24** (1953), 1249; Tucker, Jr., C. W., u. Sampson, J. B., Acta Metal. **2** (1954), 433.

Frenkel-Defekte bedingt: Die Zwischengitteratome lagern sich ausschließlich zwischen den Basisflächen des Schichtengitters ein, während die Leerstellen in diesen Ebenen selbst liegen[1]).

Die Volumzunahme geht erst oberhalb 200 °C merklich zurück. Die Erholungstemperatur für vollständige Rückbildung nimmt außerdem mit der eingestrahlten Flächendosis zu (1500 °C für $6 \cdot 10^{20}$ Neutronen/cm²; 700 °C für $4 \cdot 10^{19}$ Neutronen/cm²).

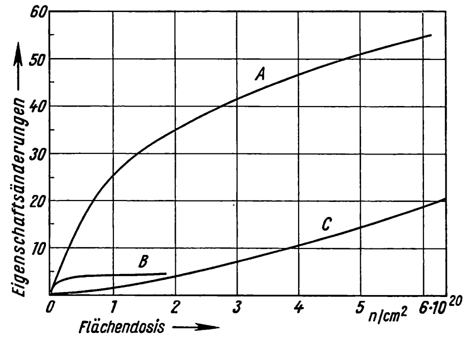


286.1 Wärmeleitfähigkeit von bestrahlten Graphitproben. Mit steigender Bestrahlungstemperatur wird die Abnahme der thermischen Leitfähigkeit geringer. Woods, W. K., u. a. Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 455, P/746.

Der Wärmewiderstand einiger Graphitsorten steigt bei sehr starker Bestrahlung ($> 7 \times 10^{20}$ Neutronen/cm²) bis zum 50fachen Wert der unbestrahlten Probe. Im allgemeinen ist die Zunahme bei 80 °C etwa halb so groß wie bei Zimmertemperatur[2]) (Fig. **286.1**).

Der elektrische Widerstand nimmt bei Bestrahlung anfangs ebenfalls erheblich zu, wächst dann allerdings bei höherer Dosis weniger stark an als der thermische (Fig. **286.2**). Graphit, der nur mit langsameren Neutronen mit kinetischer Energie um 1000 *e*V bestrahlt wurde, verliert den dadurch hervorgerufenen Widerstandszuwachs im Temperaturbereich von 400 bis 500 °C wieder vollständig. Bestrahlung mit schnellen Neutronen erzeugt dagegen stabilere Störungen, die erst beim Glühen oberhalb 1000 °C zurückgebildet werden[2]).

Bestrahlung erhöht den Youngschen Elastizitätsmodul und macht den Graphit härter und spröder. Die Änderung des Elastizitätsmoduls geht nahezu proportional mit der Änderung des elektrischen Widerstands. Die Erholung findet überwiegend ebenfalls bei 400 bis 500 °C statt[3]).



286.2 Veränderung des Wärmewiderstandes (*A*), des elektrischen Widerstandes (*B*) und des Gesamtvolumens (*C*) von Graphit durch Bestrahlung bei Zimmertemperatur. Henning, G. R., u. Hove, J. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 666, P/751.

Die gespeicherte Energie (s. S. 270) beträgt je 10^{17} Neutronen/cm² rund 0,6 cal/g Graphit. Die thermische Erholung von Reaktorgraphit findet um 200 °C statt.[4])

2.427 Radiolyse des Wassers

Ionisierende Bestrahlung verursacht Zersetzung (Radiolyse) von Wasser zu H_2, H_2O_2 und O_2. (Leichtes und schweres Wasser verhalten sich hierbei grundsätzlich gleich.) Das Ausmaß dieser zersetzenden

[1]) Montet, G., Henning, G., u. Kurs, A., Nucl. Sci. and Engng. **1** (1956), 33.
[2]) Smith, A. W., u. Rasar, N. S., Phys. Rev. **104** (1956), 885.
[3]) Henning, G. R., u. Hove, J. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 666, P/751.
[4]) Neubert, T. J., u. a., Report ANL-5472 (1956).

Wirkung hängt wesentlich davon ab, wie dicht die Ionisierung längs der Bahn der wirkenden Korpuskeln ist. Bei Strahlen mit geringer Ionisierungsdichte (Beta-Strahlen, Gamma-Strahlen) sind H_2, H_2O_2 und O_2 nur in sehr geringen Mengen nachzuweisen, weil hier eine Rekombination der Zersetzungsprodukte zu Wasser der Entstehung höherer Konzentrationen dieser Produkte entgegenwirkt. Bei großer Ionisierungsdichte (Protonen, Deuteronen, Alpha-Teilchen, Rückstoßatome von Kernspaltungen) findet hingegen Bildung von H_2O_2 und O_2 in merklichen Mengen statt[1]).

Der Reaktionsmechanismus ist — unabhängig von der Ionisierungsdichte — in erster Näherung darstellbar durch die summarischen Gleichungen:

a) Bildung von neutralen H-Atomen und OH-Radikalen

$$H_2O \rightarrow H + OH; \tag{23}$$

b) Bildung von Wasserstoffmolekülen und Wasserstoffperoxyd

$$2\,H_2O \rightarrow H_2 + H_2O_2. \tag{24}$$

Bei geringer Ionisierungsdichte werden diese Reaktionen von einem Rekombinationsmechanismus gefolgt, der mit hohem Wirkungsgrad H_2 und H_2O_2 zu Wasser vereinigt, und zwar von einer Kettenreaktion, die durch die Radikale H und OH der Reaktion Gl. (23) katalysiert wird:

$$H_2 + OH \rightarrow H_2O + H \tag{25a}$$

$$\underline{H_2O_2 + H \rightarrow H_2O + OH} \tag{25b}$$

$$H_2O_2 + H_2 \rightarrow 2\,H_2O. \tag{25}$$

Hart[2]) zeigte, daß bei geringer Ionisierungsdichte 80% der zerfallenen Wassermoleküle von der Reaktion Gl. (23), 20% von der Reaktion Gl. (24) herrühren.

Bei großer Ionisierungsdichte ist die Reaktion Gl. (24) vorherrschend[3]). Die Konzentrationen der längs der Bahn des stark ionisierenden Teilchens gebildeten H und OH sind so hoch, daß die Reaktion zwischen gleichen Radikalen ($H + H \rightarrow H_2$ und $OH + OH \rightarrow H_2O_2$) beträchtlich zunimmt. Der örtliche H_2O_2-Gehalt steigt dadurch so sehr an, daß nun eine weitere Reaktionsfolge auftritt, die auch zur unmittelbaren Bildung von Sauerstoff führt:

$$H_2O_2 + OH \rightarrow H_2O + HO_2 \tag{26a}$$

$$HO_2 + OH \rightarrow H_2O + O_2 \tag{26b}$$

und

$$O_2 + H \rightarrow HO_2 \tag{26c}$$

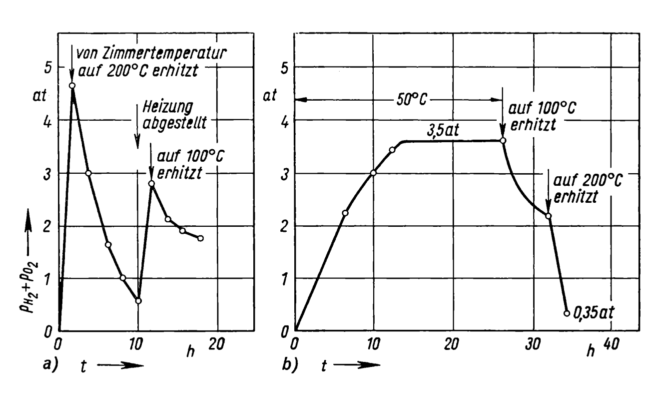
$$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2. \tag{26d}$$

Diese Reaktionen setzen die Konzentrationen der freien Radikale H und OH herab. Damit wird die bei geringer Ionisierungsdichte vorherrschende Rückreaktion nach Gl. (25) gehemmt, woraus folgt, das die Ausbeute an H_2 und H_2O_2 empfindlich von der Ionisierungsdichte abhängt[4]). Dabei sind die Ausbeuten an H_2O_2 und O_2 für hochenergetische Rückstoßatome der Kernspaltung einerseits und für Alpha-Teilchen (Polonium) andererseits nahezu die gleichen. Das deutet darauf hin, daß die primär gebildeten Radikale entlang den Bahnen von Alpha-Strahlen bereits so nahe zusammen sind, daß praktisch alle miteinander reagieren[5]).

---

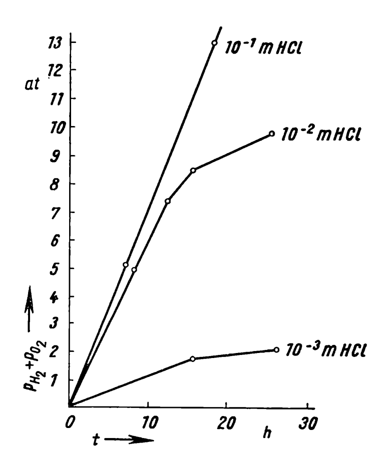
[1]) Haissinsky, M., J. Chim. Phys. **53** (1956), 542. — Allen, A. O., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 513, P/738. — Hart, E. J., Gordon, S., Hutchinson, D., J. Chim. Phys. **52** (1955), 570.
[2]) Hart, E. J., McDonell, W. R., Gordon, S., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, zitiert S. 558, P/7.
[3]) Hart, E. J., Radiation Research **1** (1954), 53.
[4]) Boyle, J. W., Hochanadel, C. J., Sworski, T. J., Ghormley, J. A., u. Kieffer, W. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 576, P/741. — Allen, A. O., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 513, P/738.
[5]) Robertson, R. F. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 556, P/7.

In einem mit Wasser moderierten inhomogenen Reaktor ist das Wasser sowohl einer intensiven Gamma-Strahlung ausgesetzt (geringe Ionisationsdichten, hohe Ausbeute an freien Radikalen) als auch einem intensiven Neutronenfluß. Die Neutronen erzeugen



288.1 a und b Einfluß der Temperatur auf die Radiolyse des Wassers. Gesamtdruck von Wasserstoff und Sauerstoff in Abhängigkeit von der Zeit. Zur Zeit $t = 0$ wird die Bestrahlung begonnen, in den durch Pfeile bezeichneten Zeitpunkten die Temperatur geändert. a) Wasser mit 0,1 n HCl. b) Wasser mit 0,01 mol $FeSO_4 + 0,1 n\ H_2SO_4$. Hier wird bei 50 °C bereits der stationäre Enddruck von etwa 3,5 at erreicht. — Nach Dolin, P. I., u. Ershler, B. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 564, P/679.

Rückstoßprotonen, die auf ihrer Bremsspur in Wasser gemäß Gl. (24) vorwiegend H_2 und H_2O_2 bilden. Es überwiegt aber erfahrungsgemäß insgesamt die Rückreaktion Gl. (25), d. h., es tritt keine wesentliche Zersetzung des Wassers ein[1]).



288.2 Abhängigkeit des Druckanstiegs in Wasser-Salzsäure-Mischungen in Abhängigkeit von der HCl-Konzentration. (m = molar.) Bestrahlung bei 40 bis 50 °C. — Nach Dolin, P. I., u. Ershler, B. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 564, P/679.

Die Radiolyse des Wassers nimmt zu mit abnehmender Reinheit des Wassers. So fängt z. B. Cl′ aus der Rekombinationskette Gl. (25) für H_2 und H_2O_2 H-Atome und OH-Radikale weg, und zwar katalytisch:

$$Cl' + OH \rightarrow Cl + OH' \qquad (27a)$$

$$\underline{Cl + H \rightarrow H^{\cdot} + Cl'} \qquad (27b)$$

$$OH + H \rightarrow OH' + H^{\cdot} \rightarrow H_2O. \qquad (27)$$

So ergaben Versuche am NRX-Reaktor[1]), daß bei 5 ppm Cl′-Ionen ($3 \cdot 10^{-5}$ mol) im schweren Wasser eine D_2-Entwicklung von ca. 380 cm³ D_2 je Liter D_2O und Tag stattfindet. Bei (durch Ionenaustauscher) reduzierter Chlorionenkonzentration (< 0,1 ppm) war die Zersetzung unter gleicher Bestrahlung nur noch 6 cm³ D_2 je Liter D_2O und Tag. Die O_2-Entwicklung fällt von 190 cm³ auf weniger als 0,1 cm³.

Mit zunehmendem Wasserstoff- und Sauerstoffdruck nimmt auch die Rückbildungsgeschwindigkeit zu Wasser zu. Es existiert ein stationärer Enddruck, dessen Betrag von mehreren Faktoren abhängt:

a) Von der Temperatur: Bei hoher Temperatur wird die stationäre Konzentration des H_2O_2 im bestrahlten Wasser durch thermische Zersetzung dieser Verbindung

[1]) Robertson, R. F. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 556, P/7.

geringer. Die Reaktion Gl. (26), die OH-Radikale schluckt, tritt zurück. Die Radikalkonzentration steigt an und damit die Rekombinationsgeschwindigkeit gemäß Gl. (25), d. h., der stationäre Druck von H_2 und O_2 nimmt mit steigender Temperatur ab (Fig. **288.**1 a). Zumischungen wie Fe-, Cu-, Cr-, Mn-Ionen, die ebenfalls H_2O_2 zersetzen, haben denselben Effekt. Erhitzen und z. B. Fe-Ionenzugabe vermindern den stationären Gasdruck ganz erheblich[1]) (Fig. **288.**1 b).

b) von der Konzentration der Verunreinigungen, welche die Radikalkette Gl. (25) hemmen. Fig. **288.**2 gibt den zeitlichen Druckanstieg in einem abgeschlossenen Wasserbehälter bei Bestrahlung im Reaktor (Gamma-Strahlung und Neutronen aus U^{238}-Konverter) an[2]).

Durch die Bildung von H, OH, H_2O_2 hat bestrahltes Wasser reduzierende und oxydierende Eigenschaften. So wird z. B. Fe^{+2} zu Fe^{+3} oxydiert, O_2 zu H_2O_2 reduziert. Eine Kombination dieser beiden Reaktionen: Eisen-II-Sulfat in sauerstoffhaltigem Wasser dient als chemisches Dosimeter für ionisierende Strahlung[2]). Für Gamma-Strahlung mit einer Quantenenergie von 2 MeV ist $G_{Fe^{+3}} \approx 15{,}6$. Mit einem derartigen Dosimeter lassen sich Strahlungsdosen von 10^3 lrs 10^5 rad nachweisen.

Die zugrunde liegenden Reaktionen sind:

$$Fe^{+2} + OH \rightarrow Fe^{+3} + OH^-$$

$$H + O_2 \rightarrow HO_2$$

$$H^+ + Fe^{+2} + HO_2 \rightarrow Fe^{+3} + H_2O_2$$

$$2\,Fe^{+2} + H_2O_2 \rightarrow 2\,Fe^{+3} + 2\,OH^-,$$

d. h. ein Molekül zu H und OH zersetztes Wasser bewirkt die Oxydation von vier Fe^{+3}-Ionen zu Fe^{+2}.

Zusammenfassende Literatur

Slater, J. C., The effects of radiation on materials, J. Appl. Phys. **22** (1951) 237. — Dienes, G. J., Radiation effects in solids, Ann. Rev. Nucl. Sci. **2** (1953) 187. — Schmid, E., u. Lintner, K., Die Bedeutung von Korpuskularbestrahlung für die Eigenschaften von Festkörpern, Erg. exakt. Naturwiss. **28** (1955), 302. — Kinchin, G. W., u. Pease, R. S., Displacement of atoms in solids by radiation, Rep. Progr. Phys. (Inst. of Phys.) **18** (1955), 1. — Sacharow, A. I., Strahlungseinfluß auf physikalische Eigenschaften und Struktur des Festkörpers, Uspechi fis. nauk. **57** (1955), 525. — Genf. Ber. 1955, Bd. 9, 421. — How radiation effects materials, Nucleonics, **14**, Nr. 9 (1956), 53. — Seitz, F., u. Koehler, J. S., Displacement of atoms during irradiation, Solid State Physics, Bd. 2, New York 1956, S. 305. — Brooks, H., Nuclear radiation effects in solids, Ann. Rev. Nucl. Sci. **6** (1956), 216. — Dienes, G. J., u. Vineyard, G. H., Radiation Effects in Solids, New York-London 1957.

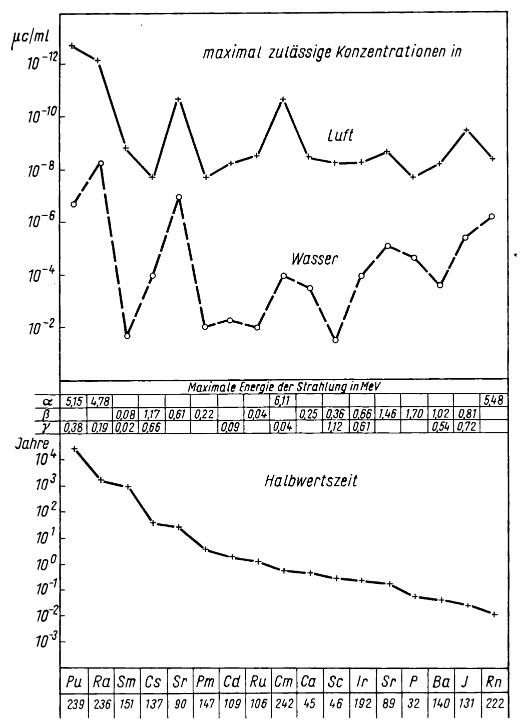
[1]) Schuler, R. H., u. Allen, A. O., J. Chem. Phys. **24** (1956), 56. — LeBail, H., u. Sutton, J., J. Chim. Phys. **53** (1956), 430. — Ducheault, J., J. Chim. Phys. **53** (1956), 705. — Hine, G. J., u. Brownell, G. L., Radiation Dosimetry, New York 1956, S. 383.

[2]) Dolin, P. F., u. Ershler, B. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 564, P/679.

2.5 Die Behandlung radioaktiver Abfälle*)

2.51 Bedeutung des Problems für die friedliche Verwendung der Kernenergie

Bei der technischen Ausnutzung der Kernspaltung entstehen bereits heute gewisse Mengen radioaktiver Abfälle, deren Umfang sich in den kommenden Jahren stark erhöhen wird. Da weder die Energie der Strahlung noch die Zerfallsgeschwindigkeit der radioaktiven Isotope zu beeinflussen ist, muß man befürchten, daß das normalerweise vorhandene niedrige natürliche Radioaktivitätsniveau auf der Erde ansteigt, wenn nicht dafür gesorgt wird, daß die radioaktiven Abfälle auf wirtschaftliche Art und Weise schnell und wirksam in eine Form gebracht werden, die eine Gefährdung des menschlichen Lebens ausschließt. Wir wollen nicht, wenn wir von „Beseitigung" der radioaktiven Abfälle sprechen, den Eindruck erwecken, als könne man diese Stoffe selbst unwirksam machen, wie dies bei nichtaktiven Abfällen oft möglich ist, sondern meinen damit, daß die Strahlungsgefährdung durch entsprechende Behandlungsmethoden auf ein möglichst geringes Maß reduziert werden soll. Dies ist um so wichtiger, weil die bisher vorliegenden Erfahrungen noch nicht ausreichen, um das Ausmaß und die Art der durch Strahlung hervorgerufenen genetischen Schädigungen beim Menschen voll zu übersehen.



290.1 Höchstzulässige Konzentration in Luft und Wasser in s/cm³ einiger besonders gefährlicher Radioisotope mit ihren Halbwertszeiten, der Strahlungsart und der höchsten Energie

2.511 Höchstzulässige Konzentration radioaktiver Substanzen in Luft und Wasser

Vor wenigen Jahren hat man auf internationaler Basis Vereinbarungen über die höchstzulässigen Konzentrationen radioaktiver Substanzen in Luft und Wasser getroffen, die aber wegen unzureichender Erfahrung einer dauernden Nachprüfung unterworfen werden müssen. 1955 veröffentlichte die Internationale Kommission für Strahlenschutz (ICRP) sogenannte HZK-Werte (höchstzulässige Konzentration) für insgesamt 86 Radioisotope[1]), die in verwickelter Weise die Strahlungsart und Energie, ihre Halbwertszeit und ihre spezifische Wirkung im menschlichen Körper berücksichtigen. Diese spezifische Wirkung hängt ab von der

---

*) Verfaßt von H. Schweickert, Erlangen.

[1]) ICRP-Handbook: Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Brit. J. of Radiology, Suppl. 6, London 1955.

Aufenthaltszeit der radioaktiven Stoffe im Körper; von dem Anteil der radioaktiven Stoffe, der vom Blut auf die kritischen Organe übertragen wird; von der Empfindlichkeit der kritischen Organe gegenüber den einzelnen Strahlungsarten und Energien; von der Größe der kritischen Organe, von deren Regenerationszeit und von der im kritischen Organ hervorgerufenen spezifischen Ionisation (s. 2.982).

Fig. **290.**1 zeigt für Luft und Wasser die höchstzulässigen Werte für einige besonders gefährliche Isotope mit deren Halbwertszeiten, der Strahlungsart und der höchsten Energie dieser Strahlung.

Für Fälle, in denen die im Wasser enthaltenen Nuklide nicht identifiziert werden, gilt die generelle Anweisung, daß die in Tab. **291.**1 angegebenen Grenzwerte nicht überschritten werden dürfen[1]).

291.1 Grenzwerte

	Beta- und Gamma-Strahler μc/cm³	Alpha-Strahler μc/cm³
Luft	$1 \cdot 10^{-9}$ (0,2 für Sr^{90})	$5 \cdot 10^{-12}$ (2 für Pu^{239})
Wasser	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$ (0,4 für Ra^{226})

Es bleibt abzuwarten, ob diese Werte ihre Gültigkeit behalten werden, oder ob die Praxis nicht dazu zwingt, die HZK-Werte weiter herabzusetzen, wenn sich herausstellen sollte, daß jetzt noch nicht übersehbare Langzeiteffekte auftreten.

2.512 Standortwahl

Die Gefährlichkeit der radioaktiven Strahlung führt dazu, daß sehr frühzeitig Überlegungen über den Standort von Kernenergieanlagen, die merkliche Mengen radioaktiver Stoffe enthalten, angestellt werden müssen. Es hat sich gezeigt, daß es notwendig ist, das Behandlungsverfahren für die radioaktiven Abfälle gleichzeitig mit der Anlage zu entwerfen, weil im normalen Betrieb auftretende Probleme durch Unfälle und andere unvorhergesehene Ereignisse weitgehend vergrößert werden können. Man muß immer mit Fehlern rechnen, die sich erst beim Betrieb einer noch nicht erprobten Anlage einstellen, zumal meist nicht genügend ausgebildetes Personal zur Verfügung steht und das Verhalten von Werkstoffen unter der dauernden Bestrahlung nicht ausreichend erforscht ist. Dies gilt sowohl für die chemischen Aufarbeitungsanlagen mit ihren hochradioaktiven Lösungen als auch für Reaktoren größerer Leistung, wo ein Betriebsunfall eine Überschwemmung durch viele Tausende von Kubikmetern niederaktiven Wassers zur Folge haben kann, wie es schon vorgekommen ist. Für den Fall derartiger Notstände ist es erforderlich, daß ein in der Nähe liegendes Gebiet zur Verfügung steht, in welches die gefährlichen Substanzen abgeleitet werden können. Deshalb müssen der Standortwahl von Anlagen, die radioaktive Stoffe erzeugen oder verarbeiten, umfangreiche geologische Untersuchungen vorangehen.

Ist der Bau eines luft- oder gasgekühlten Reaktors geplant, oder sind Anlagen zu errichten, bei denen gasförmige radioaktive Abfälle entstehen, so sind bei der Festlegung des Standorts meteorologische Untersuchungen vorzunehmen. Unterlagen über den maximalen und minimalen Niederschlag, über die Temperatur und über Windrichtung und -geschwindigkeit sind für die Wahl des Standorts von Bedeutung. Auch Betrachtungen des Kleinklimas sind anzustellen.

Die Erfahrungen der amerikanischen Atomenergiekommission haben gezeigt, daß man unter Zugrundelegung der derzeit gültigen HZK-Werte die Anlagen, in denen radioaktive Stoffe erzeugt oder verarbeitet werden, vom Sicherheitsstandpunkt aus in zwei Gruppen einzuteilen hat:

---

[1]) NBS-Handbook 52: Maximum permissible amounts of radioisotopes in the human body and maximum permissible concentrations in air and water, by National Comittee on Radiation Protection, Washington 1953.

1. Anlagen, in denen nur geringe Aktivitäten anfallen, wie z. B. Laboratorien mit niederaktiven Abfällen, Uranerzaufarbeitungsanlagen, Werkstätten zur Herstellung von Brennstoffelementen, Reaktoren geringer Leistung für Versuche und Forschung. Sie können auch in dichtbevölkerten Gebieten betrieben werden.

2. Anlagen, in denen hohe Aktivitäten anfallen können, wie z. B. große Atomkraftwerke, Brennstoffaufarbeitungs- und Isotopentrennanlagen. Bei der Wahl ihres Standorts sollten die Möglichkeiten für Lagerung und Transport und die Auswirkungen von eventuellen Betriebsstörungen berücksichtigt werden.

2.513 Strahlungsgefährdung und Beseitigungskosten

Bei der Auswahl eines bestimmten Abfallbehandlungsverfahrens muß das ganze Problem der Sicherheit, der Beseitigungskosten und möglicher Abfallnutzung betrachtet werden. Einerseits ist die Ansicht weit verbreitet, daß wegen der heute noch vorhandenen Unwissenheit über die Auswirkungen der Strahlungsschäden die endgültige „Beseitigung" der radioaktiven Abfälle noch zurückgestellt werden sollte. Man hat deshalb diese Abfälle zum Teil in einer Form gelagert, daß sie jederzeit wieder einer weiteren Behandlung zugeführt werden können. Andererseits ist man aber auch dazu übergegangen, diese so unerwünschten Abfälle „loszuwerden", d. h., sie endgültig im Erdboden oder im Wasser zu verteilen.

Man darf diese Frage aber nicht nur vom Standpunkt der Strahlungsgefährdung aus betrachten, sondern man muß auch die Kosten, die für das jeweilige Beseitigungsverfahren aufgewendet werden müssen, berücksichtigen. Es sollte jedoch der Grundsatz gelten, daß nicht das billigste Verfahren das beste ist, sondern dasjenige, das die geringste Strahlungsgefährdung ergibt.

Schließlich darf nicht vergessen werden, daß der Kostenfaktor dadurch verändert wird, daß man für die Bestrahlung von Nahrungsmitteln und chemischen Produkten in zunehmendem Maße Strahlungsquellen benötigt, die durch geeignete Spaltprodukte geliefert werden könnten. Es wird deshalb notwendig sein, auch diese Entwicklung durch intensivere Forschung voranzutreiben und die Behandlungsverfahren darauf abzustellen, daß dafür geeignete Stoffe nicht erst durch kostspielige Verfahren wieder nutzbar gemacht werden müssen.

2.52 Art und Menge radioaktiver Abfälle

2.521 Charakterisierung der Abfälle

Die Behandlung radioaktiver Abfälle ist abhängig von ihrem Aggregatzustand, von der Energie ihrer Strahlung, von der Zerfallsgeschwindigkeit und von der anfallenden Menge. Je nach der Art ihrer Entstehung fallen die radioaktiven Stoffe in gasförmiger, flüssiger oder fester Form an, wobei sich während der Aufarbeitung und Behandlung der Aggregatzustand ändern kann.

Unter „hochaktiven" Abfällen[1]) sollen in diesem Zusammenhang, ohne Berücksichtigung der Strahlungsart, solche verstanden werden, die eine umfangreiche Abschirmung zum Schutz der damit arbeitenden Personen gegen eine schädliche Bestrahlung erforderlich machen. Ihre Aktivität liegt in der Gegend von einigen mc/l und darüber. „Niederaktive" Stoffe hat man, wenn diese Konzentration unterschritten wird. Ihre Aktivität bewegt sich im Bereich der Mikrocurie je Liter. Wichtig vom Gesichtspunkt der Abfallbeseitigung sind die langen Halbwertszeiten und die bekannten, für die menschlichen Gewebe schädlichen Eigenschaften bestimmter Isotope.

---

[1]) Eine Aufteilung der Radioisotope nach drei Gefahrengruppen unter Berücksichtigung der Strahlungsart gibt Tab. 2 im NBS-Handbook 42: Safe handling of radioactive isotopes, Washington 1949.

2.522 Abfälle aus Erzaufbereitung und Brennstoffherstellung

Bei der stufenweisen Aufbereitung der radioaktiven uranhaltigen Erze bis zur Herstellung von nuklear reinem Brennstoff fallen erhebliche Mengen langlebigen, Alpha-Teilchen emittierenden Abfalls an, der bei der Durchführung der notwendigen chemischen, metallurgischen und mechanischen Prozesse entsteht. Eine besondere Bedeutung kommt dabei einem Zerfallsprodukt des Urans, dem gasförmigen Radon, zu, das, vom Menschen in ausreichender Menge eingeatmet, ernste Schäden hervorrufen kann. Da Radon keine energiereichen Beta- oder Gamma-Strahlen emittiert, kann auf Abschirmung und Fernbedienung verzichtet werden. Es genügt eine gute, einwandfrei arbeitende Entlüftung, die den Radonpegel niedrig hält. Den entstandenen Schlamm, der noch Uran enthält und Radon entwickelt, bewahrt man gewöhnlich in Speicherbecken aus Beton auf. Der bei den metallurgischen und mechanischen Verfahren anfallende Staub und größere Abfälle werden gesammelt und wieder aufgearbeitet.

2.523 Abfälle aus Reaktoren

In den Reaktoren entstehen drei Arten radioaktiver Stoffe, nämlich Spaltprodukte der Brennstoffe, Isotope der eingesetzten Werkstoffe und Plutonium. Erstere werden gemeinhin als „Asche“ bezeichnet. Ihre Menge ist primär proportional dem Abbrand des spaltbaren Materials, jedoch erleiden die Spaltprodukte nach ihrer Entstehung im Reaktor noch mehrere Zerfälle, wodurch sich ihre Zusammensetzung laufend ändert. Im allgemeinen werden bei heterogenen Reaktoren diese Spaltprodukte als radioaktiver Abfall erst in den Aufarbeitungsanlagen (2.524), wo sie von dem noch verwendbaren Uran und Plutonium abgetrennt werden, anfallen. Nur bei Fehlern an den Brennstoffelementen und bei unmittelbarer Aufarbeitung treten sie direkt als Abfall des Reaktors in Erscheinung. Immer aber sind die durch Neutroneneinfang entstandenen radioaktiven Isotope, die aus Korrosionsprodukten im Reaktorkern hervorgegangen sind, sowie deren Zerfallsprodukte als direkte Reaktorabfälle zu betrachten. Nach Art und Menge hängen sie von dem verwendeten Reaktorkühlmittel, den Werkstoffen und den Betriebsbedingungen ab.

Hierzu einige Beispiele von Reaktoren mit verschiedenen Kühlmitteln: In einem luftgekühlten Reaktor, wie z. B. im BNL, enthält die Luft trotz Vorreinigung geringe Mengen fester radioaktiver Bestandteile in Form von Staub und kleinsten Partikelchen, auch radioaktive Gase wie Argon 41. Im Falle von Fehlern an den Brennstoffelementen und einer sich daraus ergebenden Oxydation von Uran gelangen U- und Pu-Verbindungen neben den gasförmigen Spaltprodukten — wie Xe und J — in die Kühlluft.

Andere Reaktoren, wie z. B. in Hanford, werden durch einfachen Durchlauf von Wasser aus einem Fluß gekühlt. Nach Austritt des Kühlwassers aus dem Reaktor wird es vor dem Ablassen in den Fluß für eine bestimmte Zeit in Rückhaltebecken gesammelt und später durch mehrfache Auslaßöffnungen im Fluß verteilt. Die noch vorhandene geringe Aktivität wird von Schwebestoffen und Plankton sowie von biologischen Flocken und von der Uferbewachsung im Strombett aufgenommen.

Weitere Reaktortypen, wie z. B. der Materialprüfreaktor MTR, besitzen geschlossene Kühlsysteme. In den Rohrleitungen, Pumpen und Wärmeaustauschern gelangen Verunreinigungen durch Korrosion oder durch Verschleiß in das Kühlmittel hinein. Zur Vermeidung einer merklichen Zunahme der Radioaktivität in diesen Anlagen wird ein geringer Prozentsatz des gesamten Kühlmittels abgelassen, gefiltert, durch Ionenaustauscher geleitet und sodann wieder in das Kühlwasser zurückgeführt.

Besondere Verhältnisse liegen bei den homogenen Reaktoren vor, wo die meist wässerige Lösung der Brennstoffe sowohl Spaltprodukte als auch Korrosionsprodukte enthält.

Da die Aufarbeitung am Standort des Reaktors durchgeführt wird, sind die Bedingungen ähnlich wie bei den chemischen Aufarbeitungsanlagen, nur sind die zu verarbeitenden Mengen im allgemeinen wesentlich geringer.

2.524 Abfälle aus Brennstoffaufarbeitungsanlagen

„Hochaktive" Abfälle stammen in erster Linie aus der chemischen Aufarbeitung von Kernbrennstoffen. Dabei wird der noch verwendbare Brennstoff von den vielen Spaltprodukten mit Halbwertszeiten, die zwischen Sekunden und Millionen Jahren schwanken, abgetrennt. Gewöhnlich werden die bestrahlten Brennstoffe, wenn sie aus dem Reaktor herausgenommen werden, zunächst unter Wasser aufbewahrt, um einen gefahrlosen Zerfall der kurzlebigen Spaltprodukte zu ermöglichen. Eine Lagerung von 90 bis 120 Tagen ist üblich. Nach der chemischen Aufarbeitung enthalten die Lösungsabfälle neben den Spaltprodukten noch andere Kationen und Anionen, die herrühren

a) von Verunreinigungen des Reaktorbrennstoffes; b) von Produkten der Reaktion von Neutronen mit dem Brennstoff (Np, Am, Pu usw.); c) von unvollständig abgetrennten Reaktorbrennstoffen (U oder Pu); d) vom unvollständig abgetrennten Hüllenmaterial (Al, Zr usw.); e) von Chemikalien, die bei dem Aufarbeitungsprozeß zugesetzt worden sind; f) von Korrosionsprodukten der Anlage und der Lagertanks.

Der jeweilige chemische Trennungsprozeß bestimmt die physikalischen, chemischen und radiochemischen Eigenschaften des anfallenden Abwassers und dessen Menge. Das nachstehend aufgeführte Beispiel[1]) gibt uns einen Einblick in die Zusammensetzung von aktiven Lösungen, wie sie bei dem am weitesten verbreiteten Aufarbeitungsverfahren, dem Solvent-Extraktionsprozeß (s. 2.142), anfallen. Hier wurden nach einem Abbrand von 1 t U^{235} die Brennstoffelemente eines graphitmoderierten Reaktors mit HNO_3 behandelt und mittels Tributylphosphat die wertvollen Elemente U und Pu entfernt. Zurückgeblieben sind etwa 10000 m³ Abfallösung, die als Hauptanteil ca. 1300 t Salpetersäure enthält. Nachstehend ist die prozentuale Verteilung der übrigen Stoffe, deren Menge ca. 12,6 t beträgt, tabelliert:

Eisennitrat	54,0 %
Chromnitrat	11,9 %
Aluminiumnitrat	4,8 %
Nickelnitrat	4,0 %
Uranylnitrat	10,2 %
Spaltprodukt-Nitrate	7,1 %
sonstige Spaltprodukte	8,0 %
	100,0 %

Vom Standpunkt der Wirtschaftlichkeit ist es wichtig, daß die Lösungen auf das kleinstmögliche Volumen konzentriert werden können. Wenn große Volumina anfallen, steigen die Kosten für die Lagerung, den Transport oder irgendeine andere Art der Abfallbehandlung fast proportional zum Endvolumen an. Dies sollte daher berücksichtigt werden, wenn die Reaktorbrennstoffe und ihre Aufbereitungsmöglichkeiten betrachtet werden.

2.525 Abfälle aus radiochemischen Laboratorien

Die rasche Entwicklung der Kernenergie hat auch einen großen Zuwachs an radiochemischen Laboratorien an den Hochschulen und in der Industrie gebracht. Darüber hinaus haben die im Reaktor erzeugten Strahlungsquellen neue Forschungsmöglichkeiten für die Medizin, Biologie, Technik und viele andere Zweige der Wissenschaft erschlossen (s. 2.6).

Von Sonderfällen abgesehen, kommen aus diesen Laboratorien „niederaktive" Abfälle, die oft kurzlebige und schwache Strahler enthalten und deren Menge im Vergleich zu den Reaktorabfällen nicht sehr groß ist. Aber auch diese Abfälle, die als Müll

[1]) Glueckauf, E., Genf. Ber., Bd. 9, S. 4, P/398.

von Laborausrüstung und Glassachen, Geweberesten, Abwasch, kompletten Experimentiergeräten usw. entstehen, erfordern eine sorgfältige Kontrolle und Überwachung. In einem Genfer Bericht[1]) ist eine Zusammenstellung über die Mengen von radioaktiven Abwässern mit geringer Aktivität aus vierzehn der wichtigsten radiochemischen Laboratorien der USA enthalten, der wir entnehmen, daß in der Zeit vom Juli 1952 bis Juni 1953 insgesamt etwa 30000 m^3 Flüssigkeiten und etwa 13000 m^3 Feststoffe mit erheblichen Mengen von Schlamm aus Verdampfern angefallen sind.

2.53 Behandlung von gasförmigen radioaktiven Abfällen

Wo gasförmige radioaktive Stoffe auftreten, werden an die Luftreinigung besonders hohe Anforderungen gestellt, wobei für Teilchengrößen kleiner als 1 μm Dekontaminierungsfaktoren (Verhältnis der Aktivitäten vor und nach der Behandlung) von 1000 gefordert werden. Diese Bedingungen sind viel schärfer als die bisher in der Industrie bekannten. Erst nachdem ein umfangreiches Forschungs- und Entwicklungsprogramm über die Eigenschaften und das Verhalten von Aerosolen durchgeführt worden war, konnten Luftreinigungsanlagen gebaut werden, die mit ihren hochwirksamen Filtern 99,95 % der Teilchen mit einem Durchmesser kleiner als 0,3 μm festhalten können.

Die Luft- und Gasreinigungsgeräte reichen von einfachen Kollektoren bis zu hochwirksamen Filtern und elektrostatischen Abscheidern. Eine Zusammenstellung der charakteristischen Luftreinigungsgeräte wird in Tabelle **296.1** gegeben.

Diese Geräte haben die Aufgabe, die entstehenden radioaktiven Aerosole[2]) festzuhalten. Sie entstehen mit niedriger Aktivität als Staub, Nebel oder Dampf beim Abbau, Transport und Lagern von U-Erzen; beim Trocknen, Zerkleinern, Mahlen, Sieben und Verpacken des Erzes für die Weiterverarbeitung in chemischen Anlagen; aus der Produktion von UO_2, UF_4 und UF_6; ferner als U-Oxyd bei der Herstellung von metallischen Reaktorbrennstoffelementen.

Aerosole hoher Aktivität treten in Erscheinung als Stäube bei gasgekühlten Reaktoren; Nebel und Dampf entstehen beim Auflösen der Brennstoffstäbe und der nachfolgenden chemischen Trennung von U, Pu und den Spaltprodukten. Abgase von Laboratorien haben unterschiedliche Aktivitäten, desgleichen die radioaktiven Stäube aus der Verbrennung von aktiven Abfällen.

Eine Luftreinigungsanlage für hochaktive Aerosole sollte folgende Anforderungen erfüllen: 1. Die Luft soll so weit wie möglich gereinigt werden. Dabei wird angenommen, daß für die Ausgangsluft eines Schornsteins von ungefähr 15 m Höhe über dem höchsten Punkt der Umgebung das 30fache der höchstzulässigen Konzentration (vgl. Fig. **290.1**) tragbar ist. 2. Die Einrichtung sollte nur gelegentlicher Erneuerung bedürfen und leicht zu warten sein. 3. Die radioaktiven Stoffe sollten in einer Form gesammelt werden, in der sie leicht entfernt werden können. Bei nassen Sammlern ergibt sich das zusätzliche Problem, große Volumina der verseuchten Flüssigkeiten zu beseitigen.

2.531 Trockene Aerosole bei normalen Temperaturen

Für die Entfernung von trockenen Teilchen aus der Raumventilation und aus den Abzügen von Laboratorien werden in den meisten Fällen Luftreiniger mit CC-6, einem Zellulose-Asbestfilterpapier, verwendet, das in Rahmen montiert ist und in den Ventilationsleitungen installiert wird. Dieses Filter ist sehr wirksam und braucht nur gelegentlich ausgewechselt zu werden. Um die Lebensdauer des Papiers zu verlängern, werden oft Glaswollefilter vorgeschaltet, die große feste Teilchen und Flüssigkeitstropfen zurückhalten.

---

[1]) Wolman, A., u. Gorman, A. E., Genf. Ber. Bd. 9, S. 9, P/310.

[2]) Aerosole sind Suspensionen von Partikeln in einem gasförmigen Medium, gewöhnlich Luft.

296.1 Kenngrößen von Luftreinigungsgeräten. — Nach Silvermann, L., Air and gas cleaning for nuclear energy processes, Genf. Ber. Bd. 9, S. 730, P/571.

Typ	Teilchengröße µm	Wirksamkeit %	Geschwindigkeit m/s	Druckabfall mm Wassersäule	Gegenwärtige Verwendung im Atomenergieprogramm der USA
Zyklon, groß	> 5	40···85	10···18 (Eintritt)	12,5··· 75	Vorreiniger in der Erzaufbereitung und bei mechanischen Operationen
Prallkammern	> 5	10···40	5···7,5	12,5··· 25	Eingebaut in Spanfänger beim Abdrehen von Metallen
Sprühwäscher	> 5	20···40	1···2,5	2,5··· 5	Kühlung von heißen Gasen
Zyklonwäscher	> 5	40···85	10···18 (Eintritt)	25 ···125	Pyrophore Stoffe; Grobreinigung von Verbrennungsabgasen
Naßfilter	0,1···25 Gase	90···99	0,5	25 ···150	Laborabzüge und chemische Trennungsoperationen
Füllkörpersäule	5 Gase und lösliche Teilchen	90	1···2	25 ···250	Gasabsorption und Vorreinigung für Säuredämpfe
Venturiwäscher	> 1	99 für H_2SO_4 70 f. Ölrauch	60···120 an der Engstelle	150 ···750	Verbrennungsanlagen
Cellulose-Asbestfilter	< 1	99,95···99,98	1 (Eintritt)	25 ··· 50	Endreiniger für Abzüge, Schutzkästen zum Arbeiten mit radioaktiven Substanzen, Reaktorluft- und Verbrennungsanlagen
Elektrostatische Abscheider	< 1	90···99	1···2	6 ··· 20	Endreiniger für chemische und metallurgische Abzüge. Uranmetallbearbeitung

2.532 Trockene Aerosole bei hohen Temperaturen

Die Behandlung dieser Gase kann in drei Stufen vorgenommen werden: 1. Ein Naßsammler, z. B. ein Zentrifugalabscheider, dient zur Kühlung der Gase und nimmt die gröbsten Teilchen bereits aus dem Gasstrom heraus. 2. Ein wirksames Trockenfilter trennt den größeren Teil der festen Teilchen ab. 3. Verwendung des hochwirksamen CC-6-Papierfilters und nachfolgende Trocknung durch Erhitzen des Gases.

Die niedergeschlagene Substanz wird in flüssiger oder fester Form einem der für diese Stoffe üblichen Behandlungsverfahren zugeführt, die in den späteren Abschnitten besprochen werden.

Große Schwierigkeiten bereiten die Zerfallsprodukte von radioaktiven Gasen. Gasförmige Nuklide wie Kr^{89}, Kr^{91}, Xe^{140}, Xe^{141} und alle anderen Edelgase mit einer Halbwertszeit von mehr als 3 s zerfallen in radioaktive nichtgasförmige Materie. In Oak Ridge[1]) z. B. wird bei einer Kühlluftmenge von ca. 3000 m³/min der radioaktive

[1]) USAEC, Handbook on air cleaning, Washington 1952, S. 83.

Anteil auf ungefähr 1 mc/Tag für langlebige Beta-Strahler und auf 5 bis 10 mc/Tag für kurzlebige Strahler geschätzt. Diese Teilchen sind bei ihrer Entstehung kleiner als 0,2 μm. Da diese Strahler sich erst nach der Filterung der Luft bilden, ist ihre Entfernung sehr schwierig. So hat ein CC-6-Filter mit fast 100%iger Wirksamkeit nur 91% der gesamten Beta-Strahler zurückgehalten.

2.533 Nasse, korrosive Aerosole

Abgase von Lösungskolonnen und Kesseln bei der chemischen Aufarbeitung der Brennstoffelemente ergeben nasse korrosive Aerosole. In Hanford liegen die Teilchenkonzentrationen in der Größenordnung von 0,7 mg/m³ und die Teilchengröße im wesentlichen unter 1 μm[1]). Die Abgase enthalten Säuredämpfe bis zu einer Volumenkonzentration von 50 bis 60%. Gegenwärtig wird die Reinigung durch Filtration mit Glaswolle bevorzugt. Um Tropfen zurückzuhalten und um die Lebensdauer der Glaswolle zu verlängern, kann es notwendig werden, die Gase vor der Filtration zu erhitzen oder zu waschen. Die CC-6-Papierfilter haben sich schlecht bewährt, da nach wenigen Tagen ihre Wirksamkeit merklich nachließ. Ursprünglich wurden die Gase, die bei der Lösung frei werden, gewaschen und dann direkt in den Schornstein geleitet. Das Auftreten von radioaktiven Teilchen in der Umgebung machte jedoch eine intensivere Reinigung notwendig. Es ist vorgesehen, die Gase einer Wärmebehandlung zu unterwerfen, sie durch ein mit Silbernitrat gefülltes Gefäß zu leiten, um radioaktives Jod zu entfernen, und sie dann erst einem Glaswollefilter zuzuführen.

Elektrostatische Zweistufenabscheider haben sich für Säuredämpfe nicht bewährt, da die Elektrodenplatten angegriffen werden.

2.54 Behandlung flüssiger radioaktiver Abfälle

Radioaktive Stoffe, die in das Meer eingeleitet werden, können natürlich nie mehr zurückgenommen werden. Dagegen kann bei Ablagerung im Erdboden der Ablagerungsplatz wieder geöffnet werden. Es sollte daher, bevor man die Verteilung im Meer in Erwägung zieht, genau überlegt werden, ob für solche Stoffe in der Zukunft mit Sicherheit eine nutzbare Verwendung in Frage kommt und ob gegen die Meeresablagerung von irgendeiner Seite starke Bedenken wegen der Möglichkeit einer späteren Gefährdung bestehen.

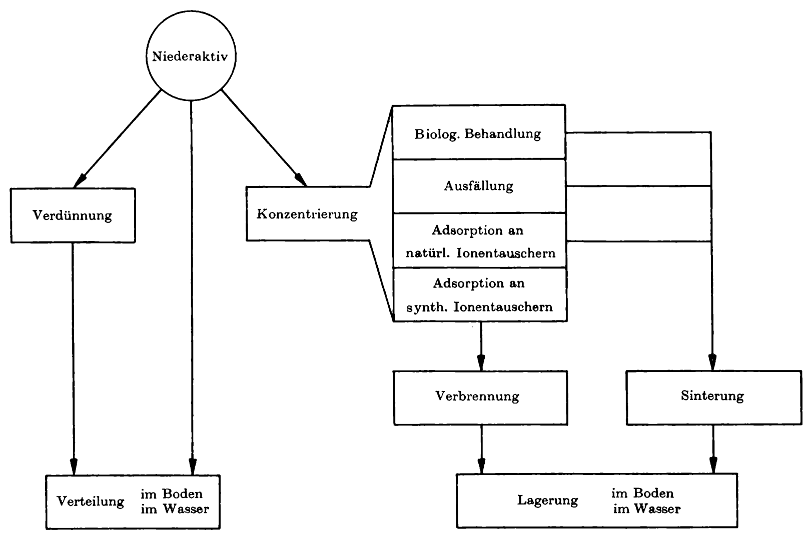
2.541 Behandlungsschema

Zur „Beseitigung“ flüssiger radioaktiver Abfälle kann man prinzipiell zwei Wege beschreiten. Zunächst besteht die Möglichkeit der „Verdünnung und Verteilung“. Bei dieser Methode wird i. allg. der flüssige Zustand beibehalten, und die Ablagerung erfolgt entweder im Boden oder im Wasser (Fluß bzw. Meer). Dies gilt besonders für niederaktive Abfälle. In einzelnen Fällen wird jedoch auch bei diesen bereits die Methode der Konzentration und Überführung in den festen Zustand angewandt. In weit stärkerem Maße ist dieser zweite Weg der „Konzentrierung und Lagerung“ bei den hochradioaktiven Abfällen von Bedeutung, besonders dann, wenn sehr langlebige Isotope enthalten sind, deren Gefährlichkeit eine dauernde Überwachung notwendig macht.

Niederaktive Stoffe. Wenn wir zunächst das Behandlungsschema für die niederaktiven Abfälle betrachten (Fig. **298.1**), so ist das einfachste und billigste Verfahren die direkte Verteilung im Boden oder im Wasser, wie es bei den Abwässern aus radiochemischen Laboratorien und dem schwach radioaktiven Kühlwasser von Reaktoren vielfach angewandt wird. In einigen Fällen muß jedoch eine weitere Verdünnung

[1]) USAEC, Handbook on air cleaning, Washington 1952, S. 82.

vorausgehen. Außerdem kann man durch biologische Behandlung oder chemische Fällung bestimmte gefährliche Stoffe dem Abwasser entnehmen und durch Sinterung in feste Form überführen. Schließlich läßt sich eine Konzentrierung auch durch Adsorption an natürlichen oder synthetischen Ionenaustauschern durchführen, wobei letztere nach Veraschung, erstere nach Sinterung wie feste Abfälle behandelt werden können. Welches dieser Behandlungsverfahren angewendet wird, hängt nicht nur von der Aktivität des Abfalls, sondern auch von der Lage des Entstehungsorts ab.



298.1 Behandlungsschema für niederaktive flüssige Abfälle

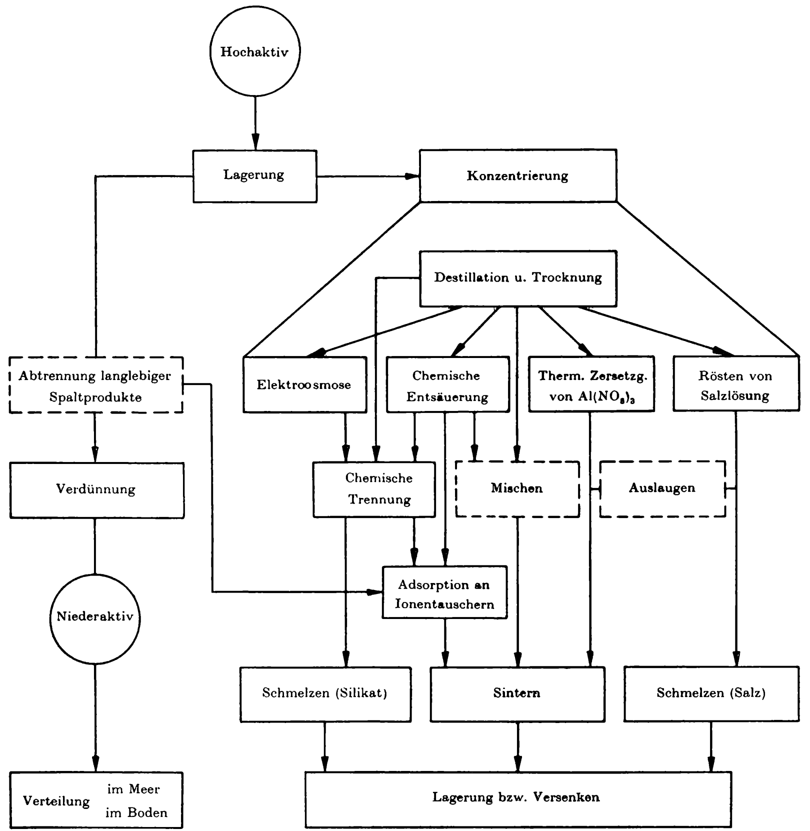
Hochaktive Stoffe. In Fig. **299.1** wird versucht, auch für die hochaktiven Abfälle ein Behandlungsschema aufzustellen. Bei diesen Abfällen kommen direkte Verdünnung und Verteilung nur in ganz seltenen und besonders günstig gelagerten Fällen in Frage. Meist wird eine kurzfristige Lagerung vorgeschaltet und die Konzentrierung bevorzugt. Nach dem Behandlungsschema kann diese Konzentrierung durch Destillation oder durch einfache Trocknung erfolgen. Über verschiedene Zwischenstufen der Entsäuerung und Trennung oder der thermischen Zersetzung bzw. des Röstens ist die Adsorption an natürlichen Ionenaustauschern ein wichtiger Schritt zur Überführung der hochaktiven Stoffe in den festen Zustand. Dieser wird erreicht durch Schmelzen oder Sintern. Die Ablagerung dieser auf kleinstes Volumen konzentrierten Stoffe kann in Tanks und Behältern durch Vergraben, Lagerung in trockenen, abgebauten Bergwerken oder Versenken im Meer erfolgen.

2.542 Lagerung flüssiger Abfälle

Die einfachste Methode, die Strahlungsgefährdung flüssiger radioaktiver Abfälle zu vermindern, wäre die Lagerung in großen Behältern, die in den Boden eingelassen werden[1]). Diese Methode hätte den Vorteil, daß die Abfälle wenigstens während der

[1]) Wilson, E. E., Design considerations of storage tanks for radioactive wastes, Cleveland Conf. 1955, AICE 187, New York.

nächsten Jahre unter Kontrolle gehalten werden könnten. Leider ist dieses Verfahren jedoch verhältnismäßig teuer, da bei hoher Säurekonzentration mit Stahlbeton verstärkte und außen mit Asphaltpappe und einer dicken Mastixschicht abgedichtete



299.1 Behandlungsschema für hochaktive flüssige Abfälle

Behälter aus rostfreiem Stahl verwendet werden müssen. Erst wenn die Abfälle alkalisch gemacht sind, kann man zu gewöhnlichem Stahl übergehen.

Für den Bau solcher Behälter ist eine Reihe von Gesichtspunkten maßgebend, und die Erstellung einer Anlage[1]) für das Speichern von mehreren tausend Kubikmetern hochradioaktiven Abwassers, einschließlich einer ausreichenden Abschirmung, ist eine teure Angelegenheit. Es müssen Kühlvorrichtungen für die Abfuhr der Wärme vorgesehen werden, die von den Zerfallsprodukten erzeugt wird. Die vom Abwasser beim Einlaufen in die Behälter verdrängte Luft muß zur Entfernung der radioaktiven Be-

[1]) Anderson, C. R., u. Rohrman, C. A., The design and operation of high level waste storage facilities. Genf. Ber. Bd. 9, S. 640, P/552.

standteile durch wassergekühlte Kondensatoren und Glasfilter und schließlich in einen Schornstein geleitet werden. Außerdem muß dafür gesorgt werden, daß im Falle des Leckwerdens eines Behälters die radioaktive Flüssigkeit nicht in das Grundwasser gelangen kann. Diese Sicherung geschieht durch Ausbetonieren des Grundes derart, daß eine große wasserdichte Wanne entsteht, die im Fall eines Auslaufens die radioaktive Flüssigkeit sammelt. Schließlich müssen noch verschiedene Kontrollmaßnahmen zur Überwachung der Temperatur, des Flüssigkeitsspiegels und der Aktivität eingebaut werden. Auch Lecksonden sind notwendig, um das Undichtwerden eines Behälters sofort erkennen zu können und dann die Überführung des gesamten Inhalts in einen anderen Behälter durchzuführen.
Man sieht, daß solche komplizierten und in der Erstellung teuere Anlagen keine wirtschaftliche Lösung für eine dauernde und endgültige „Beseitigung" von großen Mengen hochradioaktiver Abfälle sein können. Man hat daher nach anderen Methoden gesucht und glaubt, diese entweder durch Verdünnung und Verteilung oder durch Konzentrierung und Ablagerung in fester Form gefunden zu haben.

2.543 Verdünnung

Für die Wahl des Verdünnungsverfahrens ist die Lage des Entstehungsorts mit der Möglichkeit der Verteilung in unmittelbarer Nähe von ausschlaggebender Bedeutung. Während das Verfahren der Einleitung in das Meer hauptsächlich in England angewendet wird, wo die „Erzeugungsanlagen" für radioaktive Abfälle sich meist an der Küste befinden, wird in USA die Verteilung von radioaktiven Abfällen mittels „pipelines" als unerwünscht betrachtet und daher das Einleiten in den Boden bevorzugt. Beide Verfahren haben ihre Vor- und Nachteile, und wir wollen sie in den nächsten Abschnitten im einzelnen betrachten.

Verteilung im Meer[1]. Schon drei Jahre vor der Errichtung einer Aufarbeitungsanlage für Brennstoffe an der Küste der Irischen See wurden Versuche durchgeführt, die Aufschluß über die Strömungsverhältnisse an der betreffenden Stelle geben sollten. Dabei mußten die Bewegung und die Verdünnung des abgelassenen Abwassers und ihre Abhängigkeit von den Gezeiten, dem Winde und dem Abstand der Auslaßöffnung von der Küste untersucht werden. Mit Hilfe von Fluoreszin als Teststoff fand man, daß dieses durch den Einfluß der Gezeiten in einem zur Küste parallel liegenden Gebiet elliptisch verteilt und schließlich durch andere Strömungen aus der Irischen See hinausgeschwemmt wurde. Dieses Ergebnis war sehr ermutigend.
Allerdings mußte man beim Übergang zu radioaktiven Stoffen berücksichtigen, daß ein Teil der Zerfallsprodukte von der Meeresfauna und -flora aufgenommen bzw. auf Sinkstoffen adsorbiert und im Bodenschlamm abgelagert wird. Weiterhin war die Frage zu klären, in welchem Maße die in diesem Gebiet wirtschaftlich genutzten Fische unter den gegebenen Bedingungen radioaktives Material aufnehmen. Da in diesem Teil der Küste eine eßbare Art des Seetangs wirtschaftlich genutzt wird, war es notwendig, auch die Akkumulationsverhältnisse in dieser Pflanze zu untersuchen. Durch entsprechende Laborversuche wurde festgestellt, daß unter normalen Bedingungen die auftretenden Konzentrationen $4 \cdot 10^{-8}$ $\mu c/cm^3$ nicht überschreiten, wenn in der täglich abgelassenen Menge von mehreren hundert Kubikmetern die Aktivität der Zerfallsprodukte nicht mehr als 1 Curie beträgt. Auf Grund der Versuche wurden die in Tab. **301**.1 angegebenen Konzentrationsfaktoren für Sinkstoffe und Bodenschlamm für Fische und Seetang festgelegt[2]. Der Konzentrationsfaktor gibt das Ver-

[1] Dankwerts, P. V., Fission product disposal from Windscale. Nucl. Engng. **1** (1956), 25. — Farmer, F. R., Liquid and gaseous effluent disposal-2. Atomics **8** (1957) 46. — s. a. Genf. Ber. Bd. 9, S. 701, P/418, S. 712, P/419, S. 716, P/420.
[2] Dunster, H. J., The discharge of radioactive waste products into the Irish Sea. Genf. Ber. Bd. 9, S. 712, P/419.

hältnis der Aktivität je Gramm Sand, eßbarer Fischteile bzw. Seetang zur Aktivität je Gramm Wasser an.

Bei verschiedenen Annahmen über die Aufenthaltszeit der Bevölkerung am Strand, die Menge des gegessenen Fisches und Seetangs und bei Zugrundelegung einer zu-

301.1 Konzentrationsfaktoren

Elemente	Sr	Y	Cs	Ce	Ru	Pu
Sinkstoffe	10	1000	100	1000	100	—
Fische	1	5	7	12	5	50
Seetang	0,5	30	5	25	10	500

lässigen Strahlendosis von 0,3 r/Woche (s. 2.982) ergaben sich — unter Berücksichtigung eines Sicherheitsfaktors von 10 — als Endergebnis der Berechnungen die in Tab. **301.**2 angegebenen Höchstwerte für die einzelnen Isotope.

301.2 Tägliche Höchstmenge abzuleitender Aktivität

Isotop	abzuleitende Höchstmenge c/Tag	maßgebender Faktor
Sr	2	Fische
Y	10	Strand
Ru	100	Strand
Cs	100	Strand
Ce	10	Strand
Pu	0,1	Seetang

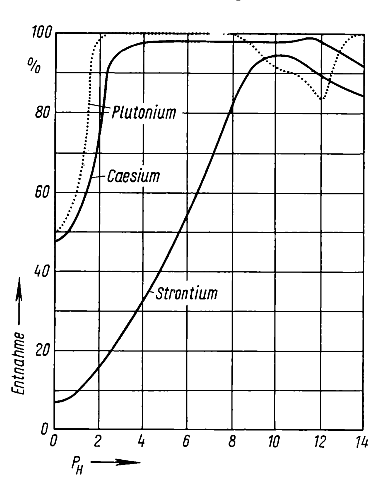
Die Summe der Aktivität anderer, hier nicht aufgeführter Beta-Strahler wurde auf 50 c/Tag beschränkt.

Im dritten Teil des Versuchsprogramms wurden die Auswirkungen von tatsächlich abgelassenem radioaktivem Abwasser untersucht. Zunächst wurde allerdings Abwasser verwendet, das nur solche radioaktiven Stoffe enthielt, die ungefährlich waren und deren Menge dem später zu erwartenden Abfluß der Anlage entsprach. Dabei wurde die Richtigkeit der Annahmen bzgl. der Verseuchung der Fische, des Seetangs und des Strandes nachgeprüft. Bei der späteren Verwendung von Zerfallsprodukten stellte sich heraus, daß die gefundenen mittleren Aktivitäten in den meisten Fällen um einige Zehnerpotenzen unter dem angenommenen Höchstwert lagen. Das bedeutet, daß die Gefährdung für die Menschen am Strand durch die von außen kommende Strahlung außerordentlich gering ist. Dagegen sind die möglichen Auswirkungen des Genusses von verseuchtem Fisch und Seetang, bei denen der Unterschied im ungünstigsten Fall nur 1 : 14 beträgt, besonders zu beachten.

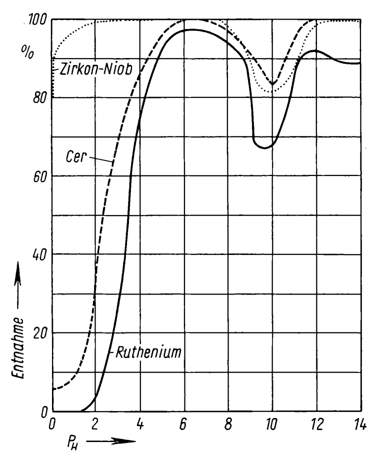
Praktisch wird das Projekt in der Weise ausgeführt, daß das niederaktive Abwasser nach Ausflockung einiger hochaktiver Spaltprodukte durch zwei etwa 4 km lange Rohrleitungen mit je 25 cm Durchmesser in das Meer geleitet wird, wobei die täglich abgelassene Aktivität etwa 100 c nicht übersteigt[1]). Das Projekt wurde 1950 mit einem Kostenaufwand von mehreren Millionen DM verwirklicht und ist nun schon einige Jahre im Betrieb. Es haben sich bisher keine besonderen Schwierigkeiten eingestellt.

Trotz dieser an sich allgemein günstigen Verhältnisse darf nicht vergessen werden, daß die aus Sicherheitsgründen notwendige Überwachung des Strandes, der Meeresfauna und -flora an allen betroffenen Küsten doch erhebliche Kosten verursacht. Außerdem dürfte diese Methode der „Beseitigung" radioaktiver Abfälle nur in sehr wenigen Gegenden so günstige Bedingungen vorfinden, daß sie vom Sicherheitsstandpunkt aus zu empfehlen ist. Darüber hinaus darf man bestimmt damit rechnen, daß jede Form der „unbeeinflußbaren" Ablagerung bei der Bevölkerung auf starken psychologischen Widerstand stoßen wird.

[1]) Farmer, F. R., J. Brit. Nucl. Energy Conf. **2** (1957), 30.



302.1 Einfluß des p_H-Wertes auf die Entnahme von Plutonium, Caesium und Strontium durch Absorption. — Nach Brown, R. E., u. a., Genf. Ber. Bd. 9, S. 672, P/565.



302.2 Einfluß des p_H-Wertes auf die Entnahme von Zirkon-Niob, Cer und Ruthenium durch Absorption. — Nach Brown, R. E., u. a., Genf. Ber. Bd. 9, S. 670, P/565.

Verteilung im Boden. Es ist schon sehr frühzeitig erkannt worden, daß verschiedene Böden die Eigenschaft haben, Ionen von Lösungen auszutauschen und daß dadurch die Möglichkeit besteht, flüssige radioaktive Abfälle in den Boden zu leiten, ohne daß gefährliche Stoffe in das Grundwasser gelangen. Für diese Form der Ablagerung müssen natürlich besondere topographische und klimatische Verhältnisse vorliegen. Im Falle der im Staate Washington liegenden Hanford-Werke[1]) sind diese günstigen Verhältnisse gegeben, weil sie in einem Becken aus vulkanischem Gestein aufgebaut wurden, das sich durch eine niedrige jährliche Regenmenge (17 cm) und durch einen tiefen Grundwasserspiegel (100 m) auszeichnet. Außerdem haben Untersuchungen des Bodens ergeben, daß das Bodenmaterial mit einer mittleren Austauschkapazität von ungefähr 0,05 Milliäquivalenten je Gramm[2]) in der Lage ist, große Mengen radioaktiven Stoffes aufzunehmen. Wenn nur 1 ‰ der durchschnittlichen Kationenaustauschfähigkeit des Bodens für die Adsorption von Sr^{90} ausgenutzt wird, so kann der unter einem Quadratmeter Oberfläche liegende Boden bis zum Grundwasserspiegel $6 \cdot 10^4$ c dieses Isotops aufnehmen. Weiterhin haben Laborversuche gezeigt, daß auch das sehr giftige Pu^{239} und das in großer Menge aus den Brennstoffaufarbeitungsanlagen anfallende Ru^{106} sowie Ce^{144}, Zr^{95}, Nb^{95}, Cs^{137} und Y^{90} bei richtiger Einstellung des p_H-Wertes und der Wertigkeit der Ionen gut im Boden zurückgehalten werden. Über den Einfluß des p_H-Wertes auf die Entnahme der Ionen geben Fig. **302.1** und **302.2** Aufschluß. Für die Überführung in die Praxis mußte die Frage geklärt werden, inwieweit die adsorptiv gebundenen radioaktiven Ionen durch später hinzutretende Flüssigkeiten ausgelaugt werden können. Dieser Vorgang der Auslaugung hängt von der Zusammensetzung des Lösungsmittels ab. Laborversuche zeigten, daß man adsorbierte Ionen, wie Cs^+, Sr^+ und Y^{+++}, mit Hilfe von Säuren, Salzlösungen und Wasser auslaugen kann. Nach der quantitativen Auswertung der Ergebnisse dauert dies jedoch so lange, daß die gesam-

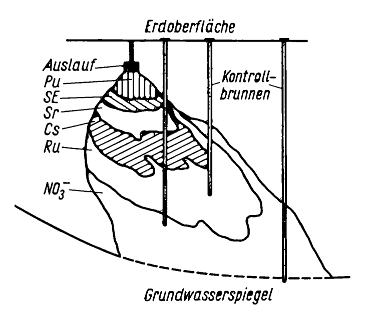
[1]) Brown, R. E., Parker, H. M., u. Smith, J. M., Disposal of liquid wastes to the ground. Genf. Ber. Bd. 9, S. 669, P/565.

[2]) 1 mval/g bedeutet, daß ein Tausendstel des Äquivalentgewichts eines Stoffes an 1 g trokkenem Austauscher angelagert wird.

ten Niederschläge in der Hanford-Gegend in 400 Jahren nur 50% des im Boden adsorbierten Cs herauslösen würde, wenn der anfängliche Cs-Gehalt des Bodens 1% seiner maximalen Adsorptionsfähigkeit beträgt. Infolge Aufnahme des Caesiums durch die darunterliegenden Schichten würde die Gesamtrückhaltezeit noch wesentlich verlängert werden.

Nach der Untersuchung des Bodens auf seine Durchlässigkeit wurde die erforderliche Größe der Versickerungsfläche bestimmt. Hierauf wurden unten offene Sickerschächte mit Holzverkleidung, mit Steinen gefüllte Gruben, aber auch offene Gräben, die nach dem Gebrauch wieder zugeschüttet werden, angelegt, und dann wurde mit der Einleitung der radioaktiven Abwässer in den Boden begonnen. Mit Hilfe von Kontrollbrunnen wurde die Verteilung der Radioisotope im Boden kontrolliert. Das Ergebnis ist in Fig. **303.1** wiedergegeben. Die schräge Verteilung hat ihre Ursache in der Neigung der verschieden durchlässigen Schichten.

Um ein Ansteigen der Radioaktivität im Grundwasser zu vermeiden, hat es sich als notwendig erwiesen, den Gehalt der langlebigen Nuklide Sr^{90} und Cs^{137} zu vermindern, weil dann das Abwasser vor dem Versickern nicht erst gespeichert zu werden braucht. Schwierigkeiten treten dann auf, wenn bei einer hohen Konzentration nichtradioaktiver Ionen die radioaktiven Ionen weniger stark adsorbiert werden. Bei geringer Konzentration nichtradioaktiver Ionen können bis zu 200 m^3/m^2, bei einem hohen Gehalt jedoch nur 0,5 bis 3 m^3/m^2, radioaktiver Abwässer in den Boden geleitet werden. Wenn schon der Laborversuch ergibt, daß die Lösungen schnell ins Grundwasser durchfließen würden, werden nur Mengen von 40 bis 60 l/m^2 im Boden versickert. Bis jetzt wurden bereits etwa 1 Million m^3 Abwasser mit einer Gesamtaktivität von einigen 10^4 c auf diese Art im Boden gespeichert.



303.1 Speicherung radioaktiver Abfälle im Boden. — Nach Brown, R. E., u. a., Genf. Ber. Bd. 9, S. 675, P/565.

Wenn an Hand der aus den Kontrollbrunnen entnommenen Proben festgestellt wurde, daß das Grundwasser radioaktive Spuren von abgelagerten Stoffen enthielt, wurde die betreffende Versickerungsanlage aufgegeben und durch eine andere ersetzt. Diese Anlagen wurden in Abständen von 30 bis 50 m angelegt. Eine geringe Verseuchung des Grundwassers wurde allerdings zugelassen, da die Fließzeit des Grundwassers bis zum Columbia-River etwa 50 Jahre beträgt.

Obwohl die Erfahrungen in Hanford nicht ohne weiteres auf andere Fälle übertragen werden können, können sie doch als Anleitung für ähnliche Unternehmen dienen, bei denen entsprechend günstige Bedingungen hinsichtlich der Besiedelung usw. vorliegen[1]). Diese Art der kontrollierten Abwasserverteilung im Boden hat sich jedenfalls in Hanford als recht wirtschaftlich erwiesen.

Auch in Kanada[2]), auf dem Gelände der Chalk-River-Anlage, wurden Versuche mit der Ableitung von schwach radioaktiven Stoffen in den Boden durchgeführt. Es handelte sich hier meist um 2,5-molare Salpetersäure, die außerdem in einigen Fällen auch 4-molar an Ammonnitrat war. Die Aktivität des enthaltenen spaltbaren Materials betrug etwa 3 $\mu c/cm^3$. Der Reaktorunfall (NRX) im Dezember 1952 hatte einen unfreiwilligen Großverbrauch mit ungefähr 5000 m^3 radioaktivem Kühlwasser zur Folge, das

[1]) Struxness, E. G., Morton, R. J., u. Straub, C. P., Disposal of high level radioactive liquid wastes in terrestrial pits. Genf. Ber. Bd. 9, S. 684, P/554.

[2]) Mawson, C. A., Waste disposal into the ground. Genf. Ber. Bd. 9, S. 676, P/12.

etwa 10^4 c langlebiger Zerfallsprodukte enthielt. Es wurde in Gräben von 5 m Breite, 3,5 m Tiefe und 300 m Gesamtlänge geleitet. Später wurde festgestellt, daß der größte Teil des spaltbaren Materials nicht vom Wasser tief in den Boden gespült, sondern verhältnismäßig dicht unter der Erdoberfläche vom Boden absorbiert worden war.

Durch Auslaugversuche im Labor können Rückschlüsse auf die von den verschiedenen Bestandteilen des Bodens festgehaltenen Radioisotope gezogen werden. Sr wird verhältnismäßig leicht herausgelöst, Cs wird in den Zwischenräumen zwischen den Schichten der glimmerartigen Mineralien gespeichert und Ce wird durch Adsorption an der Kornoberfläche festgehalten. Es ist interessant, daß von der im Sand festgehaltenen Aktivität von Spaltproduktlösungen 88 % auf den Feldspat, 10 % auf die Hornblende und nur 2 % auf den Quarz entfallen.

2.544 Konzentrierung

Die Konzentrierung von flüssigen radioaktiven Abfällen ist immer dann unerläßlich, wenn es sich um mittlere oder hohe Aktivitäten handelt, die abgelagert werden sollen, oder wenn die radioaktiven Abfälle zu einem entfernt liegenden Ort transportiert werden müssen. Man wird sie aber auch bei niederaktiven Abfällen in Erwägung ziehen, wenn die Methoden keine großen Kosten erfordern. Im allgemeinen wird man aus wirtschaftlichen Gründen verschiedene Methoden der Konzentrierung anwenden, die abhängig sind von der Art und der Menge derjenigen Stoffe, die behandelt werden sollen.

Biologische Methoden[1]. Es lag nahe, für die Konzentrierung von schwach radioaktiven Abfällen auch die konventionellen Wasserreinigungsmethoden heranzuziehen. Für die Verwendung biologischer Verfahren zur Herausnahme von Spuren spaltbaren Materials aus dem Abwasser spielen die chemische Zusammensetzung und das Verhalten des biologischen Systems gegenüber den betreffenden Nukliden eine entscheidende Rolle.

Die Untersuchungen verschiedener Autoren verfolgten daher das Ziel, die Verwendungsmöglichkeit biologischer Verfahren zur Konzentrierung von Radionukliden zu prüfen, ihre relative Wirksamkeit in bezug auf verschiedene Radioisotope zu bestimmen und die wesentlichsten Faktoren bei der Entfernung von Radioisotopen zu ermitteln. Verwendet wurden dazu außer Pu die radioaktiven Isotope der Elemente J, P und Sr in natürlichen und künstlich zusammengesetzten Abwässern und als biologische Böden Faulschlamm; das ist ein Schlamm mit Mikrolebewesen. Dabei waren folgende Faktoren von Bedeutung: p_H-Wert, Temperatur, Konzentration der suspendierten Teilchen und der reagierenden gelösten Substanz sowie die Wertigkeit der Ionen. Aus den Experimenten ergab sich, daß 88 bis 95 % der Pu-Aktivität aus dem Abwasser entnommen werden können. Bei anderen Zerfallsprodukten sind die Ergebnisse nicht so günstig, weil die Zerfallsprodukte vom biologischen Schlamm in demselben Maße wie ihre im Abwasser befindlichen stabilen Isotope aufgenommen werden. Es wurden in verschiedenen vollbiologischen Anlagen nur 3,1 bis 46 % des kontinuierlich beigemengten Phosphors biologisch assimiliert. Geringe Steigerung ergab sich, wenn der Phosphor dem Abwasser stoßweise zugegeben wurde. Bei Jod 131 war die Herausnahme nur bei geringen Gehalten ($< 0{,}01$ mg/l) günstig. Bei höheren Gehalten sind, insbesondere bei Anwesenheit von stabilem Jod, keine großen Dekontaminierungsfaktoren zu erwarten. Sr^{90} wird in Gegenwart von Ca, Mg und stabilem Sr nur wenig aufgenommen. Wahrscheinlich handelt es sich mehr um eine Oberflächenadsorption als um eine biologische Assimilation. Die höchste Entnahme (75 bis 80 %) ist bei p_H-Werten über 8 erzielt worden.

---

[1]) Dobbins, W. E., Biological methods for the removal of radioactivity from liquids, New York 1955. — Geyer, J. C., u. a., Low-level radioactive waste disposal. Genf. Ber. Bd. 9, S. 19, P/312.

Auch die mit Tropfkörpern[1]) erzielten Ergebnisse gleichen denen bei der Anwendung des Faulschlamms, und besonders eingehende Versuche liegen vor über die Reinigung radioaktiver Abwässer aus Wäschereien, die immer gewisse organische Verbindungen aus den Waschmitteln enthalten.

Daneben gewinnen auch die in klimatisch günstigen Gegenden erstellten Abwasserteiche an Bedeutung, deren Gehalt an Algen, Mikroflora und adsorptionsfähigen Feststoffen eine Entnahme der Aktivität aus den Abwässern ermöglicht.

Diese biologischen Verfahren scheinen für die Behandlung von schwach radioaktivem Abwasser aus Krankenhäusern, Forschungslaboratorien usw. Vorteile zu bieten, und selbst wenn für einzelne Nuklide keine hohen Entnahmen erreicht werden, kann ein biologisches Verfahren als Vorstufe für eine chemische Fällung oder für andere Behandlungsmethoden eingesetzt werden.

Ausfällung. Eine weitere Methode, die in der konventionellen Wasserreinigung Bedeutung hat, ist die Ausfällung, bei der meist sog. Spurenfänger Verwendung finden. Hierbei muß allerdings berücksichtigt werden, daß die zulässigen Konzentrationen der Radionuklide um mehrere Größenordnungen unter denjenigen liegen, die bei der Entfernung von nichtaktiven Elementen aus dem Trinkwasser gefordert werden.

Angestrebt wird die Bildung großer Flocken, welche die in der Flüssigkeit meist in Form einer sehr feinen Suspension vorliegende radioaktive Materie adsorbierten und durch Zusammenballung als Niederschlag ausfällen. Im allgemeinen wird die Ausfällung dann besonders wirksam sein, wenn unter Mitwirkung der natürlichen Trübung des Wassers besonders große Komplexe entstehen, die durch Sandfilter festgehalten werden können.

Aus verschiedenen Laborversuchen[2]) hat sich ergeben, daß bei der Fällung von Metallhydroxyden artfremde Ionen mitgerissen werden können, wenn bei sorgfältiger Einstellung des p_H-Wertes geeignete Fällungsmittel Anwendung finden. Zum Beispiel wurde P^{32} bis zu 98% entfernt, wenn Aluminiumsulfat, Ferrosulfat oder Ferrichlorid verwendet werden. Für J^{131} dagegen hat sich die Zugabe von kleinen Mengen Aktivkohle, Kupfersulfat oder Silbernitrat bewährt.

Eine spezielle Methode ist die Kalziumkarbonatfällung mit Soda, wie sie bei der Enthärtung des Wassers benutzt wird. Dieses Verfahren hat unter gewissen Bedingungen zur Entfernung von 95 bis 99% der radioaktiven Stoffe geführt, wobei diese Methode auf Sr, Ba, Sc, Cd, Y und Zr-Nb besonders gut anspricht. Für Sr wurden die Verhältnisse näher untersucht und dabei die in Tab. **305**.1 zusammengestellten Resultate erhalten.

305.1 Verminderung des Strontiumgehalts durch Kalziumkarbonatfällung mit Soda

Überschuß der Kalk-Soda-Dosis	0	20	50	100	150	200	300	mg/l
Verminderung des Sr-Gehaltes	75	77	80,1	85,3	97,3	99,4	99,7	%

Außerdem ist noch die Phosphatfällung, d. h. die Anwendung einer Mischung von Na_3PO_4 und $Ca(OH)_2$ von großem Interesse, die nach den Versuchen hohe Aufnahmequoten für Sr^{89}, Zn^{95}, Y^{91}, Zr^{95}-Nb^{95}, Ce^{144}-Pr^{144} erwarten läßt.

[1]) Tropfkörper sind große, mit bewachsenen Steinen ausgefüllte Behälter, durch die das Abwasser sehr langsam geleitet wird.

[2]) Straub, C. P., Lacy, W. J., u. Morton, R. J., Methods for decontamination of low-level radioactive liquid wastes. Genf. Ber. Bd. 9, S. 24, P/311.

Über das Ergebnis von Laboruntersuchungen zur Ausfällung radioaktiver Substanzen aus dem Abwasser des Laboratoriums von Oak Ridge gibt Tab. **306.**1 Aufschluß.

306.1 Vergleich einiger Fällungsmethoden

Behandlungsart	Mittlere Entnahme %
Aluminiumhydroxydfällung	28
Eisenhydroxydfällung	32
Kalziumkarbonatfällung	70
Phosphatfällung	73

Trocknung, Destillation. Das heute wohl wichtigste Konzentrierungsverfahren für hochaktive Abfälle ist die Verdampfung der inaktiven Lösungsmittel. Dadurch können verhältnismäßig große Mengen Flüssigkeiten von den stark radioaktiven Stoffen, die in der Hauptsache die Spaltprodukte als Nitrate, außerdem nicht extrahiertes Uranylnitrat, Korrosionsprodukte und andere Verunreinigungen enthalten, abgetrennt werden. Es ist dabei leicht möglich, die Lösungsmenge auf weniger als 1% ihres ursprünglichen Volumens zu reduzieren. Es muß allerdings darauf geachtet werden, daß die Spaltprodukte im Rückstand bleiben und das Destillat ohne Bedenken weggeworfen oder wiederverwendet werden kann. Dies kann nur erreicht werden, wenn die Spaltprodukte nicht durch Sprühen ins Destillat übergehen und wenn keine Spaltprodukte sich verflüchtigen.

Dabei ist besonderes Augenmerk auf das Ruthenium zu richten. Normalerweise fällt radioaktives Ruthenium in salpetersaurer Lösung in der 3-wertigen Form an und ist als solches nicht flüchtig; es wird allerdings durch heiße konzentrierte Salpetersäure zu flüchtigem Tetraoxyd oxydiert und kann dann bei Atmosphärendruck quantitativ destilliert werden. Der Gehalt des Destillats an Ru steigt mit der Acidität der Salpetersäure an, wie Tab. **306.**2[1]) zeigt.

306.2 Rutheniumgehalt des Destillats in Abhängigkeit von der Acidität

HNO_3-Acidität	5 n	11 n	13 n	14 n	15 n
% Ru im Destillat	0	0	0,01	0,2	1,5

Außerdem spielt auch die Salzkonzentration eine wesentliche Rolle, wie aus der Tab. **306.**3 hervorgeht. Hier wurde eine Lösung mit einer Acidität von 15 n HNO_3 fast bis zur Trocknung eingedampft und dabei in einzelnen Stufen die prozentual in das Destillat übergegangene Menge Ruthenium bestimmt.

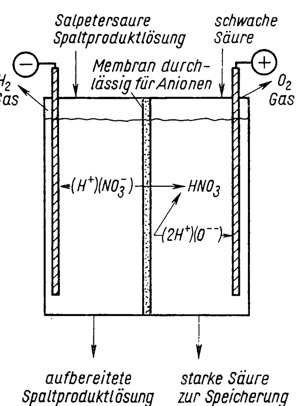
306.3 Rutheniumgehalt des Destillats in Abhängigkeit vom Eindampfverhältnis

% destillierte Lösung	12	37	56	67	75	85	89	94
% destilliertes Ru	0,3	1,0	2,5	3,2	4,7	13	25	49

Wesentlich günstiger werden die Ergebnisse, wenn die Destillation bei niedrigem Druck und geringer Acidität erfolgt. In der Praxis kann man durch richtige Wahl der Verhältnisse erreichen, daß weniger als 10^{-4} % (= 1 ppm) Ru in das Destillat übergehen und man dabei eine Volumverminderung der aktiven Stoffe um den Faktor 50 erhält, weshalb diese Methode zur Konzentrierung von radioaktivem Abwasser mit weniger als 10% Feststoffen und einer Aktivität von mehr als 10^{-5} c/l am häufigsten angewendet wird.

[1]) Glueckauf, E., u. Healy, T. V., Chemical processing of fission product solutions. Genf. Ber. Bd. 9, S. 635, P/415.

Entsäuerung. Entsäuerung durch Elektro-Osmose[1]). Eine weitere Methode zur Konzentrierung von flüssigen radioaktiven Abfällen ist die Entionisierung von Lösungen mit Zellen, die selektive Membranen enthalten. Ihre Wirkungsweise sei kurz an Fig. **307.1** erläutert. Eine in diesem Falle für Anionen durchlässige Membran teilt die Zellen in zwei Kammern. Auf der Kathodenseite wird von oben die stark saure Salzlösung, welche die Spaltprodukte enthält, zugeführt. Das elektrische Feld (Anode rechts) treibt die Anionen durch die Membran, wo sie als starke Säure unten abgezogen werden können. Zur Aufrechterhaltung der H^+-Konzentration muß rechts oben schwache Säure eingeleitet werden. Die Abfallösungen mit verminderter Acidität werden aus der linken Kammer unten abgeführt. Man kann dieses Verfahren mehrmals wiederholen und erhält dadurch einerseits Salpetersäure, die trotz geringer aktiver Spuren von Se, Te und Ru evtl. wieder verwendet werden kann, und andererseits stark entsäuerte Lösungen der Spaltprodukte.



307.1 Entionisierungszelle.— Nach Hatch, L. P., u. a., Genf. Ber. Bd. 9, S. 650, P/553.

Im Falle von Brennstoffelementen aus U-Al-Legierungen[2]) entstehen beim Auflösen in HNO_3 große Mengen $Al(NO_3)_3$. Würde man diese Lösungen gleich einem natürlichen Ionenaustauscher zuführen, so würde wegen der im Vergleich zu den Spaltprodukten 10^4fachen Al-Konzentration der Austauscher zu stark mit Al belastet werden. Man schickt daher das $Al(NO_3)_3$ durch Entionisierungszellen, wo es in das schwerlösliche Hydroxyd übergeführt wird, ohne daß neue Ionen substituiert werden. Die Acidität der Salpetersäure wird dabei bis auf 0,05 n herabgesetzt, was einem Verminderungsfaktor von ungefähr 1000 entspricht. Während die NO_3-Ionen durch die halbdurchlässige Membran wandern, bildet sich auf der Kathodenseite gelartiges $Al(OH)_3$, das genügend kompakt ist, um durch Filtration entfernt zu werden. Durch Trocknung, Erhitzung und anschließendes Auslaugen können dann die Spaltprodukte vom Al abgetrennt werden. Es sei noch erwähnt, daß die Membranen zum Teil sehr starker Strahlung ausgesetzt sind und daß dadurch ihre Lebensdauer begrenzt wird[3]). Zum Beispiel wird angegeben, daß die Bestrahlungsdosis für eine Zunahme des Durchgangswiderstandes von nassen „Permaplex A 10“-Membranen auf den dreifachen Wert in der Größenordnung 10^9 r liegt. Man kann daraus für Membranen mit einer 6 mm dicken Lösungsschicht und einer Aktivität der Lösung von ca. 1000 c/l eine Lebensdauer von etwa 40 Tagen abschätzen.

Entsäuerung durch Formaldehyd[4]). Eine weitere sehr wirksame Methode der Entsäuerung verwendet Formaldehyd zur Zerstörung der Salpetersäure. Je nach dem Grad der Acidität können 3 verschiedene Reaktionen ablaufen:

über 8 n: $4\,HNO_3 + HCHO = 4\,NO_2 + CO_2 + 3\,H_2O$,
zwischen 1 n und 8 n: $4\,HNO_3 + 3\,HCHO = 4\,NO + 3\,CO_2 + 5\,H_2O$,
unter 1 n: $2\,HNO_3 + HCHO = 2\,NO_2 + HCOOH + H_2O$.

[1]) Walters, W. R., u. a., Concentration of radioactive aqueous wastes. Ind. Eng. Chem. **47** (1955), 61.
[2]) Hatch, L. P., u. Regan jr., W. H., Concentrating fission products. Nucleonics **13** (1955), Nr. 12, 27.
[3]) Barker, G. C., u. Gardner, A. W., Radiation effects on anion exchange membranes. AERE, Report C/M 207 (1955).
[4]) Glueckauf, E., u. Healy, T. V., Genf. Ber. Bd. 9, S. 635, P/415.

Alle drei Reaktionen sind gekennzeichnet durch die Bildung gasförmiger Produkte, die das Flüssigkeitsvolumen nicht vergrößern können. Man sollte nach Möglichkeit immer versuchen, bei chemischen Umsetzungen nur solche Chemikalien zu verwenden, die in irgendeiner Weise als inaktive Gase oder als Dampf wieder entfernt werden können.

Adsorption und Ionenaustausch (IAT). Die Adsorption, und speziell die an Ionenaustauschern, spielt eine große Rolle bei der Behandlung flüssiger radioaktiver Abfälle. Wir haben diesen Punkt schon bei der Besprechung der Verteilung von schwachaktiven Stoffen im Boden berührt (2.543, Verteilung im Boden). Hier handelt es sich jedoch darum, das Volumen der Lösungen zu vermindern, damit die radioaktiven Abfallstoffe auf wirtschaftliche Weise in eine feste Form übergeführt und gelagert werden können.

Bei sehr verdünnten niederaktiven Abfällen kann eine Konzentrierung dadurch erfolgen, daß synthetische Ionenaustauscher auf Kunstharzbasis verwendet werden, welche die aktiven Stoffe festhalten. Durch Veraschung der Kunstharzkörper entstehen feste Stoffe, die über eine Silikatschmelzbehandlung (s. 2.546) der Tankablagerung zugeführt werden können. Bei hochaktiven Abfällen entstehen jedoch dadurch Schwierigkeiten, daß die hohen Bestrahlungsdosen das organische IAT-Harz zerstören, weshalb seine Verwendung für diese Art von Abfällen nicht möglich ist.

Man ging deshalb daran, die Adsorptionsfähigkeit von anorganischen Stoffen näher zu untersuchen[1]) und fand, daß bestimmte Tonmineralien einen weiten Bereich der Austauschkapazitäten (s. 2.543, Verteilung im Boden) für Kationen umfassen. Zwischen den kaolinitischen Mineralien (China-Ton) mit einer Austauschkapazität von 50 bis 100 μval/g Ton und dem Montmorillonit mit 0,8 bis 1,5 mval/g liegen mehrere Tone und Erden, die als Adsorber von Bedeutung sind. Der am meisten eingesetzte Montmorillonit gehört zur Gruppe der Bentonite oder Quelltone und hat je Gramm eine innere Oberfläche von durchschnittlich 500 m^2.

Diese Tone haben die Fähigkeit, ihre Kationen gegen andere Kationen, die in den Lösungen enthalten sind, auszutauschen. Dazu ist es notwendig, daß eine große Oberfläche der Mineralien zur Verfügung steht, weshalb der Ton oft in den Lösungen suspendiert wird. Bevorzugt wird wegen der Radioaktivität der Lösungen jedoch das Säulenverfahren, weil es leicht fernbedient werden kann. Leider sind die Tone in ihrem natürlichen Zustand für das Säulenverfahren wenig geeignet, weil die feinen Teilchen zu einem sehr hohen Druckabfall in der Säule führen. Weitere Schwierigkeiten entstehen durch das Quellen des Tons in Salzlösungen und wegen der Bildung feinster Teilchen infolge Abtriebs, weshalb die Säulen oft verstopfen. Man ist deshalb dazu übergegangen, unter Verwendung von Bindemitteln (Äthyl-ortho-Silikat) die Tone mit Wasser zu einer Paste anzurühren (10 g Ton je 7 g Wasser) und sie mit Hilfe einer Strangpresse als Stäbchen von wenigen cm Länge in eine wassergefüllte Säule einzubringen. Durch diese Behandlung erhalten die Tonkörper genügende Festigkeit, um der zerstörenden Wirkung der durchströmenden Salzlösung standzuhalten; sie besitzen trotzdem die notwendige Porosität, um die gesamte Tonmasse an der Adsorption teilnehmen zu lassen. Die so präparierte Säule kann so lange verwendet werden, bis ihre Aufnahmefähigkeit erschöpft ist. Zweckmäßigerweise schaltet man mehrere Säulen hintereinander, wobei die frisch gefüllte Säule immer am Ende der Kolonne angesetzt und die gesättigte Säule am Kopf entfernt wird.

Die gesättigten Säulen werden entleert und die Tonmasse gebrannt, wobei sie zu einer festen Masse zusammensintert. Dabei spielt die Brenntemperatur für die Festhaltung der adsorbierten Ionen eine wichtige Rolle. Als Beispiel seien in Tab. **309.**1 die Ergebnisse von Auslaugversuchen angeführt, die mit Montmorillonit verschiedener Brenntem-

---

[1]) Hatch, L. P., u. a., Processes for high level radioactive waste disposal. Genf. Ber. Bd. 9, S. 648, P/553.

peratur erhalten worden sind[1]). Als Ausgangslösung wurde eine drei Jahre alte Lösung von Spaltprodukten folgender Zusammensetzung verwendet: Cs^{137} 10,6%; Sr^{90} + Y^{90} 27%; Ce^{144} + Pr^{144} + Pm^{147} 57%; Ru^{106} + Rh^{106} 5,4%. Die Kontaktzeit betrug 60 Tage.

309.1 Auslaugung von Montmorillonit verschiedener Brenntemperatur.

Auslauglösung	Brenn-temperatur °C	% der entfernten Aktivität
Destilliertes Wasser	110	2,5
	675	0,41
	915	0,03
See-Wasser	675	5,5
	775	0,42
	915	0,11
6-n-HNO_3	110	90
	665	45
	720	37
	835	10

Man kann also damit rechnen, daß durch Erhitzen auf 1000 °C die radioaktiven Ionen im gebrannten Ton so gut gebunden werden, daß sie weder durch Regenwasser noch durch Seewasser ausgelaugt werden können. Leider hat auch dieses Verfahren seine Schattenseiten. Einmal hat sich gezeigt, daß von den Zerfallsprodukten das Ruthenium im Montmorillonit kaum adsorbiert wird. Außerdem können Ionenaustauscher die aktiven und inaktiven Ionen kaum diskriminieren, weshalb es sehr auf ihr Verhältnis ankommt. Gerade bei Abwässern aus Brennstoffaufarbeitungsanlagen beträgt der Anteil der aktiven Stoffe oft nur 1%. Die Hauptmenge besteht aus HNO_3, daneben sind noch inaktive Elemente wie Fe, Cr, Ni, U und Al enthalten. Deshalb werden beträchtliche Mengen Austauschermaterial benötigt, um die langlebigsten und hochaktiven Elemente Cs^{137} und Sr^{90} vollständig zurückzuhalten. Man wird daher von Fall zu Fall entscheiden müssen, ob eine vorherige Abtrennung dieser beiden Stoffe oder die Neutralisierung der Lösungen bei gleichzeitiger Entfernung der inaktiven Ionen wirtschaftlicher ist. Es wird immer darauf hinauslaufen, eine Kombination der verschiedenen Methoden anzuwenden, um die wirtschaftlichste Methode zu finden.

Interessant ist ein Vorschlag[2]), der die genannten Nachteile in Kauf nimmt, dafür aber durch technische Maßnahmen zu einer anscheinend günstigen Lösung kommt. Der Entwurf sieht vor, die industriell hergestellten Adsorptionskörper in einer großen Grube aufzustellen und sie von dem radioaktiven Abwasser durchfließen zu lassen. Mit Hilfe eines transportablen Glockenofens sollen die in wärmefesten Behältern eingebauten Adsorptionskörper an Ort und Stelle auf etwa 1000 °C erhitzt werden, wobei ein Teil der benötigten Wärme vom radioaktiven Material selbst abgegeben wird. Ja, man glaubt sogar, durch günstige Gestaltung der Wärmeisolation und der Abmessungen auf äußere Wärmezufuhr verzichten zu können.

2.545 Chemische Trennungen[3])

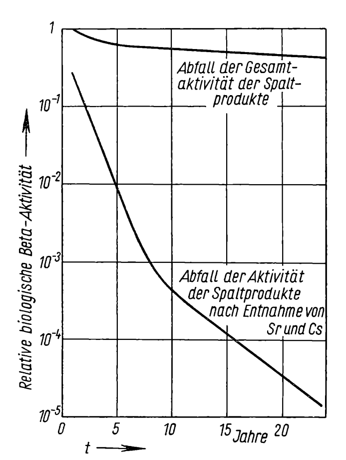
Die chemische Trennung spielt bei der Behandlung flüssiger radioaktiver Abfälle eine wichtige Rolle, da, wie wir gesehen haben, es oft notwendig wird, einzelne Isotope mit langer Halbwertszeit oder starker Aktivität von solchen, die weniger gefährlich sind, zu separieren. Außerdem ist es oft auch notwendig, einzelne radioaktive Stoffe zu isolieren, um sie in reiner Form zu erhalten.

Abtrennung der kurzlebigen Isotope von den langlebigen. Dieses Verfahren hat Bedeutung für den Fall, daß für die beiden langlebigen Isotope Cs^{137} und Sr^{90} eine kommer-

[1]) Amphlett, C. B., Fixation of Radioactive Effluent. Nucl. Engng. **1** (1956), 119.
[2]) Hatch, L. P., u. a., Genf. Ber. Bd. 9, S. 648, P/553.
[3]) Glueckauf, E., u. Healy, T. V., Chemical processing of fission product solutions. Genf. Ber. Bd. 9, S. 635, P/415.

zielle Verwendung als Beta- bzw. Gamma-Quellen in Aussicht genommen ist. Darüber hinaus kann durch Entnahme von Sr und Cs der Abfall der biologisch wirksamen Beta-Aktivität von gemischten Spaltprodukten bedeutend beschleunigt werden, wie aus Fig. **310.1** hervorgeht[1]).

Trocknen, Rösten und Auslaugen. Zur Abtrennung von Sr und Cs von den anderen Spaltprodukten wird zunächst die Lösung zur Trockne eingedampft, um die Salpetersäure und das Wasser zu entfernen. Dann wird das getrocknete Material etwa 1 Stunde auf 300 °C erhitzt, wobei die Nitrate, mit Ausnahme der Alkali- und Erdalkalimetalle, in die Oxyde übergehen. Durch Auslaugen mit warmem Wasser können 85 bis 95% Sr- bzw. Cs-Nitrat extrahiert werden, während die in Wasser unlöslichen Oxyde der übrigen Spaltprodukte zurückbleiben. Wegen der Flüchtigkeit des RuO_2 müssen auch hier wieder besondere Vorsichtsmaßnahmen bei der Trocknung getroffen werden, weshalb während des Röstprozesses überschüssiges Formaldehyd vorsichtig zugegeben wird, um das Ru festzuhalten. Es sei noch erwähnt, daß die Rösttemperatur starken Einfluß auf den Auslaugeeffekt hat und daß verschiedene Zusätze, z. B. Bariumnitrat, den Trenneffekt verbessern können.



310.1 Zeitlicher Abfall der „biologischen" Beta-Aktivität gemischter Spaltprodukte mit und ohne vorherige Entnahme von Strontium und Caesium. — Nach Glueckauf, E., Genf. Ber. Bd. 9, S. 4, P/398.

Fällung der Spaltprodukte als Hydroxyde. Diese Methoden beruhen darauf, den p_H-Wert der Lösungen so weit zu erhöhen, daß nur Cs und Sr in Lösung bleiben.

Durch Zufügen von starkem Ammoniak zu der Lösung der Spaltprodukte wird unter ständigem Rühren der gewünschte p_H-Wert eingestellt. Jedoch ist hiermit keine exakte Trennung zu erreichen, weil einerseits bei $p_H = 6$ außer Cs und Sr auch ein größerer Teil der sonstigen Spaltprodukte in Lösung bleibt, während bei $p_H = 8$ die anderen Spaltprodukte fast vollkommen ausgefällt, dabei aber auch 20% Sr mitgerissen werden. Die Ergebnisse hängen auch noch von dem Gehalt an Eisen ab, weshalb die Zahlen etwas variieren.

Unter Verwendung einer Entionisierungszelle (s. 2.544, Entsäuerung) kann ebenfalls der p_H-Wert der Lösung gesteigert sowie eine Reihe von Hydroxyden gebildet werden. So beginnen bei $p_H = 2$ bis 3,5 Fe^{+++}, Zr und etwas Ru zu fallen, bei $p_H = 3$ bis 5 fällt hauptsächlich Uran, und bei $p_H = 5$ bis 8 fallen alle seltenen Erden, Fe^{++}, Ni, Co, Al aus, während die Alkali- und Erdalkalielemente in Lösung bleiben. Allerdings werden etwa 15% Cs und Sr bei der Fällung mitgerissen.

Schließlich hat man noch versucht, Anionaustauscherharze zu verwenden, die den Vorteil hätten, gleichzeitig als Filter für die ausgefallenen Hydroxyde zu wirken. Doch hat sich gezeigt, daß die niedergeschlagenen Hydroxyde bald eine zusammenhängende Schicht um die Harzkörner bilden, die das Sr stark zurückhalten.

Isolierung der langlebigen Spaltprodukte. Fällung von Sr durch konzentrierte HNO_3. Die geringe Löslichkeit von Sr in konzentrierter HNO_3 kann dazu benutzt werden, Sr von den meisten anderen Spaltprodukten abzutrennen. Diese Ausfällung

[1]) Glueckauf, E., Long-term aspect of fission product disposal. Genf. Ber. Bd. 9, S. 3, P/398.

wird stark beeinflußt durch den Gehalt an Fe in der Lösung. Schon 16 g Fe als Nitrat je Liter HNO_3 genügen, um bei 25 °C die Löslichkeit von Sr in 66% HNO_3 von 120 mg/l auf 10 mg/l herabzudrücken. Durch Anwendung mehrerer Fällungen mit steigender HNO_3-Konzentration kann man ein Material bis zu 98% Reinheit erhalten.

Entfernung von Cs durch Fällung. Die Erkenntnis, daß Cs-Salze von Heteropolysäuren in sauren Lösungen unlöslich sind, wurde dazu benutzt, um Cs mit Hilfe von Natriumphosphorwolframat quantitativ aus einer konzentrierten Lösung von Spaltprodukten auszufällen. Das Caesiumphosphorwolframat wird dann in verdünnter Soda gelöst und nochmals gefällt. Nach einigen Reinigungsstufen erhält man Cs^{137} mit einer Reinheit von 99,9% mit einem geringen Gehalt an Rb.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, nach einer Neutralisation der Spaltproduktlösung mit Alkali das Cs ($p_H = 2$ bis 4,5) als schwerlösliches Aluminat zu fällen, das nach Reinigung mit Ionenaustauschern von Al und Alkalimetall des Fällungsmittels abgetrennt werden kann.

Ein weiteres schwerlösliches Salz ist Tetraphenyl-Bor-Caesium, das aus schwach sauren Lösungen mit Tetraphenyl-Bor-Natrium erhalten werden kann. Der Caesiumsalzkomplex wird erhitzt, wobei Borverbindungen flüchtig gehen und Caesiumoxyd entsteht.

Schließlich wäre noch Nickel-Caesium-Ferrocyanid zu nennen, das bei $p_H = 4$ als Niederschlag entsteht, wobei das Cs durch Glühen und Auslaugen mit Wasser abgetrennt werden kann.

Die letzen drei Methoden verlangen schwach saure Lösungen, bei denen jedoch ein kleiner Teil der Spaltprodukte mitgefällt wird und dadurch verschiedene Nachreinigungen vorgenommen werden müssen.

2.546 Überführung in feste Stoffe

Nachdem wir verschiedene Methoden zur Konzentrierung und chemischen Trennung flüssiger radioaktiver Abfälle kennengelernt haben, liegt es nahe, diese dazu zu benutzen, um die verhältnismäßig kleinen Mengen hochaktiver und langlebiger Zerfallsprodukte in eine feste Form überzuführen, die den Transport und die Ablagerung im Boden oder im Meer erleichtert. Einige vorgeschlagene Wege wollen wir kurz schildern.

Sinterkörper. Eine Behandlungsmethode, die zu Sinterkörpern führt, haben wir schon bei der Besprechung der natürlichen Ionenaustauscher (s. 2.544, Adsorption und Ionenaustausch) vorweggenommen. Dort wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Ionenaustauscher in ihrer Fähigkeit, aktive Ionen aufzunehmen, aus verschiedenen Gründen begrenzt sind.

Dieser Schwierigkeit kann man aus dem Wege gehen, wenn man aktive Lösungen mit geeigneten Mineralien mischt, daraus Pasten formt, diese trocknet und bei Temperaturen um 1000 °C oder darüber glüht. Dabei können selbst Lösungen mit hohem Salz- und Säuregehalt und solche mit einem großen Überschuß an inaktiven Stoffen verwendet werden. Für diese Art der Behandlung kommen zwei Sorten von Erden als Mischstoffe in Frage, nämlich eine Bleicherde mit sehr wenig Kalk und eine Erde mit etwa 20% $CaCO_3$. Die in Tab. **312.1** dargestellten Versuche zeigen, daß der Grad der Fixierung ebensogut ist wie bei gesinterten Ionenaustauschern, dabei aber selbst bei Anwesenheit von inaktiven Ionen und Säuren eine wesentlich höhere Beladung mit radioaktiven Stoffen erreicht werden kann. Außerdem ist der Prozeß nicht auf ionische flüssige Abfälle beschränkt, sondern er kann ebensogut bei festen und breiartigen Stoffen oder aktiven Verbrennungsrückständen angewendet werden.

Eine spezielle Form dieser Methode betrifft ein Verfahren[1]), das vorgeschlagen wurde

[1]) Hatch, L. P., u. Regan, W. H. jr., Processing of high-level atomic wastes with the view of ultimate disposal. Nucleonics **13** (1955), Nr. 12, 27.

für flüssige Abfälle, die bei der Auflösung von U-Al-Legierungen entstehen. Der Hauptbestandteil des Abwassers ist hierbei $Al(NO_3)_3$, und die Konzentration des Aluminiums ist dabei etwa 10^4mal größer als die der Spaltprodukte. Da die Entsäuerung von Abfällen dieser Zusammensetzung mit der Entionisierungszelle schwierig ist und andererseits diese Lösungen sehr leicht von Sinterkörpern adsorbiert und festgehalten werden, wurde ein Verfahren entwickelt, bei dem das Abwasser zunächst eingedampft und das trockene Aluminiumnitrat dann durch Erhitzen zersetzt und in das beständige Oxyd übergeführt wird. Durch Auslaugen mit Wasser oder Säuren werden nur die löslichen Spaltprodukte entfernt. Diejenigen radioaktiven Stoffe, die nicht ausgelaugt werden, sind damit in dem Aluminiumoxyd auf die Dauer festgelegt, und die gebrannte Masse kann als fester Abfall weiterbehandelt werden. Die Hauptaufgabe der Versuche bestand nun darin, das Verhältnis der festgehaltenen zu den auslaugbaren radioaktiven Stoffen durch günstige Wahl der Brenntemperatur und der Molarität der Al-Lösungen möglichst groß zu machen. Mit Temperaturen über 600 °C konnte erreicht werden, daß mit Ausnahme von Cs^{137} der größte Teil der Spaltprodukte im Al_2O_3 festgehalten wird. Auf Grund dieser Versuche wurde eine Anlage entwickelt, die durch Kombination einer Kugelmühle mit einem Drehofen in der Lage ist, je Stunde etwa $^1/_2$ m^3 Aluminiumnitrat zu verarbeiten. Die abgetrennte und kondensierte Salpetersäure kann wieder zur Auflösung von Brennstoffelementen verwendet werden, während die ausgelaugten Spaltprodukte auf eine andere Weise behandelt werden. Das Aluminiumoxydpulver mit der überwiegenden Aktivität gelangt in die Speichertanks.

Silikatschmelzen. Es ist nach verschiedenen Versuchen gelungen, auch Mineralien zu finden, die mit den radioaktiven Abfällen zu festen Glas- oder Keramikkörpern verschmolzen werden können. Dabei werden natürliche Silikatminerale als Basis benutzt. Die meisten Kationen der Abfälle bilden bei hohen Temperaturen glasige Al-Silikate,

312.1 Fixierung der Aktivität an Bleicherde (Lower greensand soil). Brenntemperatur 1000 °C (8 h). — Nach Amphlett, C. B., Nucl. Engng. **1** (1956), 121.

Methode	Lösung	Beladung (mval/g)	Zurückgehaltener Anteil in $^0/_0$ nach dem Auslaugen			
			5 n HNO_3 (3 h)		Dest. Wasser	Seewasser
			kalt	kochend	(1 Woche)	(1 Woche)
Ionen-Austausch	0,02 n Cs	0,2	>99	>99	99,91	99,90
	0,02 n Gemischte Spaltprodukte $p_H = 5$	0,2	98,0	94,8	>99	>99
Mischung	0,5 n Cs + 3,0 n Fe^{3+} + 3,0 n HNO_3	1,95	99,4	94,9	99···100	99···100
	Gemischte Spaltprodukte + inaktive Verunreinigungen in 3 n HNO_3	3,5	78,7	52,0	99···100	99···100
	0,1 n Cs + 20,0 n Zn	10,1	99,5	98,78	99,47	99,06
	0,5 nCs + 3,0 n Fe^3	1,05	97,8	79,9	99,7	99,8

und einige davon wirken sogar als Flußmittel. Inaktive Beistoffe brauchen nicht entfernt zu werden, da man größere Belastungen als bei Ionenaustauschern erreichen kann. Weiterhin ist die Anwesenheit von Säuren nicht mehr schädlich, obwohl hierbei während der Erhitzung die Destillation von Ru gefördert werden kann.

Bei diesem Prozeß wird zur Zeit die salpetersaure Lösung der gemischten Nitrate mit den silikathaltigen Grundstoffen (Ton, Erde usw.) vermischt, um eine maximale Beladung zu erreichen. Man erhält dadurch eine Paste, die gegossen oder stranggepreßt werden kann. Während des Erhitzens wird die Säure vertrieben, Nitrate werden in Oxyde verwandelt und die letzteren in der Silikatstruktur eingeschlossen. Die Flüchtigkeit des Ru kann dann reduziert werden, wenn man mit Suspensionen arbeitet, von denen die Säure entfernt wurde und die unlöslichen Hydroxyde vor dem Mischen mit dem absorbierenden Material durch Neutralisation gefällt worden sind.

Zwei Arten von billigen Naturstoffen sind bisher von der großen Zahl möglicher Minerale untersucht worden. Mit einigem Erfolg hat man natürliche Silikate, z. B. Nephelinsyenit (K, Na) [Al SiO_4], verwendet. Bei der Behandlung mit saurem Abfall wird gelartige Kieselsäure gebildet. Bei richtiger Einstellung des Mischungsverhältnisses kann die gesamte Menge der Flüssigkeit durch das Gel absorbiert werden. Nach dem Trocknen kann das Gel so weit erhitzt werden, bis es schmilzt ($\sim$ 1250 °C), wobei sich ein Glas bildet. Auslaugversuche haben ergeben, daß dessen Aktivität mit Wasser nur um 10^{-3} bis 10^{-4} % pro Woche vermindert werden kann. Von Vorteil wäre es, wenn eine Mischung mit niedrigerem Schmelzpunkt gefunden werden könnte. Kaolinit, ein sehr häufiges Mineral, könnte dazu sehr geeignet sein.

Salzschmelzen[1]. Wenn das radioaktive Abwasser neutralisiert worden ist und dadurch einen Salzgehalt von mehr als 20% $NaNO_3$ besitzt, ist es schon bei verhältnismäßig niedriger Temperatur möglich, eine Salzschmelze zu erhalten. Bereits bei etwa 300 °C können die radioaktiven Zerfallsprodukte zu einem Salzkuchen zusammengeschmolzen werden, der dann in unterirdischen Stahlbetonbehältern aufbewahrt werden kann.

Eine Versuchsanlage dieser Art beschreiben L. P. Hatch und W. H. Regan, die sehr einfach ist und kontinuierlichen Betrieb gestattet. In mehreren Probeläufen wurden Konzentrierungsfaktoren von etwa 500 erreicht.

2.55 Behandlung fester radioaktiver Abfälle

Wie wir aus den bisherigen Kapiteln entnehmen können, zeigen die festen radioaktiven Abfälle eine außerordentliche Vielgestaltigkeit. Ganz gleich, ob es sich um Müll aus den Laboratorien, um Abfälle aus Brennstoffherstellung, um feste Stoffe aus der Behandlung gasförmiger oder flüssiger Substanzen handelt, immer muß ein Weg gefunden werden, diese festen Stoffe zu „beseitigen".

2.551 Lagerung im Boden

Die am meisten praktizierte Methode für die Handhabung der festen Abfälle ist die Lagerung in offenen Gräben und Löchern. Besonders geeignet sind jedoch auch aufgelassene Bergwerke. Unzweifelhaft ist das die wirtschaftlichste Methode. Jedoch sind nur wenige Plätze dafür geeignet, und die Transportkosten aus dichtbevölkerten Gegenden nach den Vergrabungsplätzen sind — einschließlich der Kosten für Abschirmung und Entseuchung der Fahrzeuge — sehr hoch, abgesehen davon, daß mit ernsten Unfällen gerechnet werden muß. Es ist besonders bei hochradioaktiven Abfällen notwendig, diese in große Betonbehälter einzuschließen, die in den Boden einge-

[1] Hatch, L. P., u. Regan, W. H. jr., Cleveland Conf. 1955, AICE 175, New York.

lassen werden. In diesen Behältern ist eine Anzahl von Pfannen angeordnet, auf denen der Müll ausgebreitet wird. Um stärkere Korrosion zu verhindern, werden die Pfannen durch ein Ventilationssystem mit getrockneter Luft gekühlt, da durch Selbstabsorption der radioaktiven Strahlung beträchtliche Wärmemengen entstehen. Die Abmessungen der Pfannen werden so gewählt, daß sich optimale Bedingungen für die Kühlung und Entgasung ergeben. Die Überwachung der Lagerstätten erfolgt in ähnlicher Weise wie bei der Tanklagerung von flüssigen radioaktiven Substanzen.

2.552 Versenken im Meer[1])

Wenn sich die Entstehungsorte für radioaktive Abfälle an schiffbaren Flüssen oder an der Küste befinden, ist die Ablagerung von festen Stoffen im Meer sehr attraktiv. Allerdings müssen dabei die Behälter so konstruiert, gebaut und gefüllt sein, daß sie folgenden Bedingungen genügen:

1. Keinesfalls darf bei der Verladung und Verschiffung eine Beschädigung oder ein Bruch der Behälter eintreten. Am geeignetsten haben sich Stahltrommeln mit 200 l Inhalt erwiesen, in die der radioaktive Abfall, vermischt mit Ton, gefüllt wird. Dabei sollen Hohlräume und zusammendrückbare Stoffe vermieden werden.
2. Die gefüllten Behälter müssen ein solches Gewicht haben, daß sie im Meer mit Sicherheit bis auf den Boden sinken. Da die maximale Dichte von Meerwasser auf etwa 1,1 g/cm^3 geschätzt wird, ist für die Behälter eine solche von mindestens 1,2 g/cm^3 erforderlich.

Für die Ablagerung kleiner Mengen radioaktiver Abfälle nicht zu hoher Aktivität wird dieses Verfahren sehr häufig benutzt, besonders wenn solche Stellen im Meer ausgesucht werden, wo die Behälter tief im Schlamm versinken können und dort auch verbleiben. Die Ozeanographen warnen jedoch davor, tiefe Einschnitte im Meeresboden zu benutzen, da diese sehr häufig durch ins Rutschen kommende Schlammassen leergefegt werden, wodurch die Behälter leicht beschädigt werden können.

Bei hochradioaktiven Abfällen mit langer Halbwertszeit werden die Kosten für Verpackung und Abschirmung sehr erheblich. Man sollte annehmen können, daß dann, wenn diese Stoffe in nicht auslaugbarer Form verpackt werden und die Behälter auf dem Meeresboden so lange der korrosiven Wirkung des Salzwassers widerstehen, bis die Gefährlichkeit der radioaktiven Strahlung auf ein zulässiges Maß abgesunken ist, eine Strahlungsgefährdung kaum mehr möglich ist. Allerdings kann die Aktivität nicht so gut unter Kontrolle gehalten werden, wie dies bei der Lagerung im Boden der Fall ist.

2.553 Verbrennung

Die Verbrennung von schwachradioaktivem Material, meist organischen Substanzen, ist eine spezielle Art der Behandlung fester radioaktiver Abfälle, die besonders für Laboratorien und Spitäler mit radiochemischen Abteilungen einige Bedeutung hat. Es ist verständlicherweise damit nicht möglich, die Aktivität selbst zu beeinflussen; jedoch wird das Volumen der gefährlichen Stoffe erheblich vermindert. Wohl entstehen neben der aktiven Asche auch radioaktive Gase und Staub, die durch besondere Reinigungssysteme geleitet werden müssen, bevor sie an die umgebende Atmosphäre abgegeben werden. Trotzdem scheint dieses Verfahren wirtschaftlicher als die Lagerung zu sein, soweit es sich um verbrennbare Stoffe handelt.

2.56 Kostenvergleich

Es ist nicht leicht, eine Kostenschätzung für die verschiedenen Beseitigungsverfahren anzugeben. Doch sollte jeder, der sich mit der Frage der friedlichen Verwertung der

[1]) NBS, Radioactive-waste disposal in the ocean, Handbook 58, S. 3, Washington 1954.

Kernenergie beschäftigt, darüber unterrichtet sein, wieweit diese Kosten bei einer Wirtschaftlichkeitsberechnung Berücksichtigung finden müssen. Wenn auch die in der Literatur enthaltenen Werte zum Teil sehr stark streuen, so ist es doch möglich, einige Zahlen anzugeben, die genügend zuverlässig erscheinen.

Für die Tankspeicherung flüssiger Abfälle liegen umfangreiche Betrachtungen in Abhängigkeit von der Aktivität, von der Lagerungszeit und vom Transport vor[1]). Unter Zugrundelegung von 1 Dollar pro Gallone und Jahr[2]) würde man bei 50jähriger Lagerung dafür etwa DM 7000,— je m^3 hochaktiver Flüssigkeit einzusetzen haben. Eine ebenfalls vielverwendete Methode, die aus Konzentrierung durch Verdampfung, Einbetten in Beton und Vergraben im Boden besteht, dürfte mit etwa DM 1000,— je m^3 veranschlagt werden[3]).

Die vieldiskutierte Methode der Kombination von Destillation und Adsorption an natürlichen Ionenaustauschern soll einen Aufwand von DM 100,— bis 400,— je m^3 erfordern[3]). Am billigsten dürfte das Einleiten in den Boden sein. Hier werden etwa DM 50,— je m^3 angegeben[4]). Allerdings muß hierbei berücksichtigt werden, daß diese Methode im allgemeinen nur für niederaktive Abfälle in Frage kommt.

Es ist abgeschätzt worden, daß bei dem gegenwärtigen Stand der Gewinnung von Kernenergie je kW jährlich etwa 15 l flüssige radioaktive Spaltstoffe als Lösungen aus der Aufarbeitung von ausgebrannten Brennstoffelementen entstehen. Das bedeutet, daß für die gegenwärtigen Beseitigungsverfahren etwa 0,1 bis 0,2 Pf. je erzeugter Kilowattstunde oder 2 bis 4% der Stromkosten einzusetzen sind. Dies erscheint zunächst verhältnismäßig wenig. Wenn man jedoch bedenkt, daß bei einer elektrischen Leistung von 1000 MW aus Atomkraftwerken, die auf der Welt bald erreicht werden dürfte, für Abfallbeseitigung pro Jahr rund 20 Millionen DM aufgebracht werden müssen, so lohnt es sich, bessere und vor allem billigere Methoden zur Beseitigung der radioaktiven Abfälle zu entwickeln.

2.6 Die Verwendung radioaktiver und stabiler Nuklide*)

Radioaktive und stabile Nuklide finden eine vielseitige Verwendung auf den verschiedensten Gebieten der wissenschaftlichen Forschung und der Industrie. Der in diesem Abschnitt zur Verfügung stehende Raum erlaubt wegen des Umfangs des vorliegenden Materials nicht, einen Gesamtüberblick über die prinzipiell möglichen Verwendungen zu geben. Wir beschränken uns deshalb darauf, das Prinzip der Anwendung zu zeigen und vor allem diejenigen Methoden hervorzuheben, die bereits als Routinemethoden eingesetzt sind. Am Ende jedes Abschnitts ist die wichtigste zusammenfassende Literatur vermerkt[5]).

2.61 Die Verwendung radioaktiver Nuklide

Radionuklide werden als Indikatoren und als Strahlungsquellen verwendet.

Bei der Indikatormethode verwendet man sie zur Markierung einer Substanz. Da sich ein radioaktives Isotop eines Elements im allgemeinen genau so verhält wie seine stabilen Isotope, jedoch durch seine Strahlung mit den empfindlichen Methoden der Kernphysik gut nachweisen läßt, kann die radioaktiv markierte Substanz auf ihrem Wege durch irgendein System verfolgt werden. Das „System" kann dabei beliebiger Art sein, z. B. ein Röhrensystem, in dem der Gang einer Flüssigkeit von außen durch

*) Verfaßt von W. Hanle und J. Hacke, Gießen.
[1]) Zeitlin, H. R., Arnold, E. D., u. Ullmann, J. W., Nucleonics **15** (1957), Nr. 1, 59.
[2]) Manowitz, B., u. Richman, D. M., Nucleonics **14** (1956), Nr. 6, 98.
[3]) Goodman, E. I., u. Brightsen, R. A., Cleveland Conf. 1955, AICE 188, New York.
[4]) Struxness, E. G., Morton, R. J., u. Straub, C. P., Genf. Ber. 1955, Bd. 9 S. 691, P/554.
[5]) s. auch v. Ardenne, M., Tabellarische Darstellung zur Anwendung von Radioisotopen als Strahlungsquellen und als Indikatoren. Berlin 1957.

Strahlungsmessung beobachtet wird, oder eine chemische Reaktionskette, bei der die Ausbeute an Zwischenprodukten jeder einzelnen Reaktion bestimmt werden soll. Die Indikatormethode bringt verschiedene Vorteile mit sich:

a) Ein Eingriff in das System zu Meßzwecken ist von außen in vielen Fällen nicht nötig.
b) Im Fall einer Mengenbestimmung ist der Nachweis für die meisten Elemente empfindlicher als bei anderen chemischen und physikalischen Methoden.
c) Die Indikatormethode kann schneller und wirtschaftlicher sein als andere Nachweismethoden.
d) Es ist möglich, zwischen den Atomen eines Elements zu unterscheiden. Dies ist z. B. besonders wichtig bei Versuchen über die Eigendiffusion.

Die Verwendung von Radionukliden als Strahlungsquelle unterteilt man zweckmäßig nach drei Gesichtspunkten: a) Untersuchung der Absorptions- und Streueigenschaften von Materie bei Bestrahlung (z. B. Dickenmessung); b) Beeinflussung von Materie durch Strahlung (Erzeugung physikalischer, chemischer und biologischer Veränderungen); c) Energieumwandlungen.

Gegenüber anderen Strahlungsquellen (Röntgenröhre, Beschleuniger) haben die radioaktiven Strahlungsquellen den Vorteil einer großen Konstanz der Strahlungsleistung und geringer Anschaffungs- und Betriebskosten.

Neben den angeführten Vorteilen bringt die Verwendung von Radionukliden auch Nachteile mit sich. Außer der Anschaffung von speziellen kostspieligen Meßgeräten (s. 1.4) sind Schutzmaßnahmen gegen die Strahlung und gegen eine Verseuchung mit radioaktiven Substanzen (s. 2.7, 2.9) notwendig. Es muß für eine gefahrlose Abfallbeseitigung der radioaktiven Substanzen gesorgt werden (s. 2.5). Bei der Verwendung als Strahlungsquelle ist zu beachten, daß diese nie — wie eine Röntgenröhre — „abgeschaltet" werden kann.

Der Aufwand bei diesen Maßnahmen richtet sich nach der Art und Aktivität der Radionuklide. Soll also ein Problem mit Hilfe von Radionukliden bearbeitet werden, so müssen ihre Vor- und Nachteile sorgfältig gegeneinander abgewogen werden.

2.611 Verwendung von Radionukliden in der physikalischen Forschung

Verwendung als Indikatoren. Löslichkeit. Die Indikatortechnik wurde zum ersten Male bei der Bestimmung der Löslichkeit schwer löslicher Stoffe angewendet. Hevesy und Paneth[1]) untersuchten 1913 die Löslichkeiten von Bleisulfid und Bleichromat in Wasser unter Verwendung des radioaktiven Bleiisotops Pb^{210} (RaD) als Indikator. Auch die geringe Löslichkeit von z. B. Wasser in organischen Flüssigkeiten kann mit der Indikatormethode bestimmt werden[2]).

Dampfdruck. Der Dampfdruck schwer verdampfender Substanzen kann ermittelt werden, indem man im Vakuum die radioaktiv markierte Substanz erhitzt und den Dampf auf einem Auffänger kondensieren läßt. Durch eine Radioaktivitätsmessung wird die kondensierte Substanzmenge ermittelt und daraus der Dampfdruck berechnet[3]).

Oberflächenprozesse. Haftkoeffizient, Desorptionswahrscheinlichkeit und Oberflächendiffusion von Metallen lassen sich bestimmen, wenn das markierte Metall gegen einen Auffänger verdampft und dort die Radioaktivität und ihre Verteilung gemessen wird[4]). Entsprechend lassen sich Adsorptionsprozesse von Gasen an festen Oberflächen untersuchen[5]).

[1]) Hevesy, G., Paneth, F., Z. anorg. Chem. **82** (1913), 323.
[2]) Joris, G. G., Taylor, H. S., J. chem. Phys. **16** (1948), 45.
[3]) Hall, L. D., J. Am. Chem. Soc. **73** (1951), 757. — Moore, G. E., Allison, H. W., Struthers, J. D., J. chem. Phys. **18** (1950), 1572.
[4]) Frauenfelder, H., Helv. phys. Acta **23** (1950), 347.
[5]) Crowell, A. D., Farnsworth, H. E., J. chem. Phys. **19** (1951), 1206.

Oberflächenaktivität. Verteilt man ein Radionuklid, das ein reiner Beta-Strahler ist, homogen in einer festen oder flüssigen Substanz, so wird — wegen der starken Absorption von Beta-Teilchen in Materie — nur der aus einer Oberflächenschicht bestimmter Dicke austretende Anteil der Gesamtstrahlung gemessen (Selbstabsorption). Diese Erscheinung wird bei der Untersuchung oberflächenaktiver Substanzen nach dem folgenden Prinzip benutzt. Man vergleicht die Radioaktivität von zwei Flüssigkeiten. In der einen ist eine radioaktiv markierte oberflächenaktive Substanz gelöst, in der anderen eine mit dem gleichen Radionuklid markierte oberflächeninaktive Substanz. Im ersten Falle mißt man wegen der Anreicherung der oberflächenaktiven Substanz in der Grenzschicht Flüssigkeit—Luft eine stärkere Radioaktivität als im zweiten Falle[1]).

Selbstdiffusion. Die Bestimmung des Selbstdiffusionskoeffizienten ist ein Beispiel für eine physikalische Untersuchungsmethode, die ohne die Anwendung von Radionukliden in den meisten Fällen nicht möglich ist. Eine große Anzahl von Untersuchungen ist vor allem bei festen Stoffen durchgeführt worden. Dabei wurde in vielen Fällen die folgende Meßmethode angewendet. Auf die Oberfläche des Probekörpers wird eine dünne Schicht der chemisch gleichen Substanz, die aber radioaktiv markiert ist, aufgebracht (z. B. durch Bedampfen). Nachdem bei höherer Temperatur ein Teil dieser Schicht in den Probekörper eingewandert ist, werden dünne Schichten von ihm abgelöst und deren Radioaktivität bestimmt[2]). Neben anderen ähnlichen Methoden[3]) kann die Selbstdiffusion auch mit Hilfe der Autoradiographie[4]) untersucht werden. Nach erfolgter Diffusion wird der Probekörper angeschliffen und auf eine Photoplatte gelegt. Die eindiffundierten radioaktiven Atome verursachen eine Schwärzung. Auch bei Flüssigkeiten[5]) und Gasen[6]) wurde der Selbstdiffusionskoeffizient mit der Indikatormethode bestimmt.

Dickenbestimmung. Die Dicke von dünnen aufgedampften oder elektrolytisch aufgebrachten Schichten kann ermittelt werden, indem die Radioaktivität des aufgebrachten markierten Materials gemessen und diese mit der Radioaktivität einer Schicht verglichen wird, deren Dicke etwa durch Wägung bestimmt wurde. Nach dieser Methode wurden z. B. Dicken von aufgedampftem Wismut im Bereich von 1 bis 300 Å mit weniger als 4% Fehler gemessen[7]).

Emaniermethode. Mit dieser von Hahn[8]) entwickelten Methode kann die Struktur von Festkörpern untersucht werden. Bei der Herstellung der Untersuchungsproben wird ein Radionuklid, das Emanation abgibt (z. B. Radium oder Thorium), möglichst homogen mit der Untersuchungssubstanz vermischt. Die gebildete Emanation entweicht sowohl durch Diffusion als auch durch Rückstoß aus dem Probekörper. Aus dem gemessenen Verhältnis der ausgetretenen Emanation zur insgesamt gebildeten (Emaniervermögen) gewinnt man Aussagen über die Struktur des Probekörpers. Das Emaniervermögen ist z. B. bei oberflächenreichen und amorphen Substanzen größer als bei oberflächenarmen und kristallinen Substanzen. Ausführliche Literatur findet man bei Wahl u. Bonner und Glawitsch[9]).

---

[1]) Dixon, J. K., Weith, A. J., Argyle, A. A., Salley, D. J., Nature, (London) **163** (1949), 845.
[2]) Hoffman, R. E., Turnbull, D., J. appl. Phys. **22** (1951), 634. — Witt, H., Z. Phys. **134** (1953), 117.
[3]) Hauffe, K., Reaktionen in u. an festen Stoffen, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1955, S. 346.
[4]) Hoffman, R. E., Turnbull, D., J. appl. Phys. **22** (1951), 634.
[5]) Anderson, J. S., u. Saddington, K., J. chem. Soc. 1949, S. 381. — Adamson, A. W., J. chem. Phys. **15** (1947), 762.
[6]) Hutchinson, F., Phys. Rev. **72** (1947), 1256.
[7]) Antal, J. J., u. Weber, A. H., Phys. Rev. **85** (1952), 710.
[8]) Hahn, O., Z. Elektrochem. **29** (1923), 189.
[9]) Wahl, A. C., u. Bonner, N. A., Radioactivity Applied to Chemistry, New York u. London 1951. — Glawitsch, G., Atompraxis **2** (1956), 395.

Reinheitsbestimmung von Halbleitern und Phosphoren. Die elektrischen Eigenschaften bzw. Lumineszenzeigenschaften dieser Substanzen sind in hohem Grade von Verunreinigungen des Grundmaterials abhängig. Sie machen sich oft schon bei einer Konzentration bemerkbar, die mit den üblichen analytischen Methoden nicht mehr erfaßt werden kann. Man wendet deshalb zu ihrer Bestimmung die Indikatoranalyse[1]) (s. 2.251) oder die Aktivierungsanalyse[2]) (s. 2.252) an.

Mit Hilfe der Aktivierungsanalyse können auch Verunreinigungen festgestellt werden, die während des Herstellungsprozesses in die Substanz eingeschleppt werden. Man bestrahlte z. B. einen aus Graphit bestehenden Schmelztiegel im Reaktor mit Neutronen, um die im Tiegel befindlichen Verunreinigungen zu aktivieren. Das anschließend in dem Tiegel geschmolzene Halbleitermaterial wurde radiochemisch (s. 2.2) aufgearbeitet. Die Verunreinigungen wurden nach ihrer Abtrennung durch Radioaktivitätsmessungen nach Art und Menge ermittelt[3]).

Auch die Verteilung von radioaktiv markierten Verunreinigungen im Halbleitermaterial kann untersucht werden. So wurde z. B. die Verteilung von Antimon in Germanium bestimmt[4]). Das Antimon wurde mit Sb^{124} markiert und der Germaniumschmelze zugesetzt. Nach dem Erstarren wurde das Material in Scheiben zertrennt und die Verteilung des Antimons durch Radioaktivitätsmessung und Autoradiographie ermittelt.

Verwendung als Strahlungsquelle. Erzeugung von Röntgenstrahlung durch Beta-Teilchen[5]). Unter den künstlichen Gamma-Strahlern gibt es — abgesehen von Tm^{170} — keine als Strahlungsquelle geeigneten Radionuklide mit einer im Anwendungsbereich der üblichen Röntgenstrahlung (20 bis 200 keV) liegenden Quantenenergie. Es kann jedoch durch einen Sekundärprozeß mit gewissen Radionukliden Röntgenstrahlung erzeugt werden. Wenn die von einem Radionuklid ausgehenden Beta-Teilchen auf Materie treffen, erzeugen sie neben der für das getroffene Element charakteristischen Eigenstrahlung eine kontinuierliche Bremsstrahlung. Es kann erreicht werden, daß das Intensitätsmaximum der entstehenden Strahlung im Bereich der von Röntgenröhren üblicherweise erzeugten liegt.

Die Vorteile derartiger Strahlungsquellen gegenüber einer Röntgenapparatur sind kleine Abmessungen, Transportfähigkeit, Unabhängigkeit von Stromversorgung, gute Konstanz der Strahlungsleistung sowie geringe Anschaffungs- und Betriebskosten. Nachteilig ist, daß die Strahlungsleistung gering ist und Quantenenergie und Strahlungsleistung der Strahlung nicht — wie bei einer Röntgenröhre — kontinuierlich verändert werden können.

Zusammenfassende Literatur

Broda, E., u. Schönfeld, T., Die technischen Anwendungen der Radioaktivität. Berlin und München 1956. — Genf. Ber. 1955 Bd. 15.

---

[1]) Mason, R. W., Hiskey, C. F., u. Ward, R., J. Am. chem. Soc. **71** (1949), 509.
[2]) Smales, A. A., u. Pate, B. D., Ann. Chem. **24** (1952), 717. — Morrison, G. H., u. Cosgrove, J. F., Ann. Chem. **27** (1955), 811.
[3]) Morrison, G. H., Nucleonics **11**, Nr. 1 (1953), 28.
[4]) Pearson, G. L., Struthers, J. D., u. Theuerer, H. C., Phys. Rev. **77** (1950), 809.
[5]) Reiffel, L., u. Humphreys, R. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, 291, P/156. — Lévêque, P., Martinellei, P., u. Chauvin, R., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, 142, P/383.

2.612 Verwendung von Radionukliden in der chemischen Forschung

Die Verwendung von Radionukliden in der Chemie wird teilweise auch in anderen Abschnitten behandelt (Beeinflussung chemischer Vorgänge und chemischer Verbindungen s. 2.4; Anwendung radioaktiver Indikatoren s. 2.25). Es sollen deshalb an dieser Stelle nur einige weitere Beispiele für die Indikatortechnik gegeben werden.

Papierchromatographie[1]). Die Empfindlichkeit der Papierchromatographie kann durch Verwendung von Radionukliden erheblich gesteigert werden. Es werden noch Substanzmengen nachgewiesen, die weit unter der Erkennbarkeit durch Farbreaktionen liegen. Entweder wird mit bereits radioaktiv markierten Substanzen chromatographiert, oder die Substanzen auf dem fertigen Chromatogramm werden durch Neutronenbestrahlung aktiviert. Die erste Methode ist gebräuchlicher. In beiden Fällen wird das Chromatogramm ausgewertet, indem es mit einem Zählrohr, vor das eine Spaltblende gesetzt ist, abgetastet wird. Entsprechende Geräte zur automatischen Auswertung werden von der Industrie hergestellt. Das Chromatogramm kann auch auf einen photographischen Film gelegt und die so hergestellte Autoradiographie ausgewertet werden.

Austauschreaktionen. Die Untersuchung vieler Austauschvorgänge von Atomen des gleichen Elements, die sich in verschiedenen Wertigkeitsstufen oder chemisch verschiedenen Molekülen befinden, ist erst durch die Verwendung radioaktiver Nuklide möglich geworden. Um diese Vorgänge zu verfolgen, wird durch Zugabe eines Radionuklids ein Element einer chemischen Verbindung markiert und diese dann mit einer anderen Verbindung vermischt, die das gleiche — nicht markierte — Element enthält. Zahlreiche homogene und heterogene Austauschreaktionen sind bereits untersucht worden[2]).

Reaktionsverlauf. Mit Hilfe der Indikatortechnik läßt sich ermitteln, über welche Zwischenprodukte eine Reaktion verläuft. Einer der Reaktionspartner wird markiert, dann wird während des Reaktionsverlaufs seine spezifische Radioaktivität sowie die der einzelnen Zwischen- und Endprodukte — soweit isolierbar — verglichen.

In ähnlicher Weise lassen sich die Geschwindigkeitskonstanten einer reversiblen Reaktion bestimmen. Speziell wenn sich das System im Gleichgewicht befindet, ist dies mit anderen Methoden nicht möglich.

Markierte Elemente, z. B. C^{14}, können an definierten Stellen im Molekül eingebaut werden. Auf diese Weise kann man bei Reaktionen einen eventuellen Platzwechsel der Atome beobachten.

Katalyse. Auch für die Aufklärung katalytischer Vorgänge lassen sich Radionuklide als Indikatoren verwenden. Im Fall der Fischer-Tropsch-Synthese[3]) wurde angenommen, daß bei einer katalytischen Reaktion zweier chemischer Substanzen A und B, die zu AB reagieren, die Reaktion am Katalysator C unter Bildung eines Zwischenprodukts AC verlaufe. Diese Theorie wurde folgendermaßen geprüft: Es wurde ein Katalysator hergestellt, der bereits die auf anderem Wege hergestellte Verbindung AC enthielt, wobei A radioaktiv markiert war. Würde sich dann bei der Reaktion von A und B an der Katalysatoroberfläche AC bilden, so müßte das Endprodukt AB radioaktiv sein. Es konnte durch den Versuch gezeigt werden, daß kein Zwischenprodukt gebildet wurde.

---

[1]) Winteringham, F. P. W., Harrison, A., u. Bridges, R. G., Nucleonics **10**, Nr. 3 (1952), 52. — Weil, H., u. Williams, T. J., Angew. Chem. **63** (1951), 457.
[2]) Wahl, A. C., u. Bonner, N. A., Radioactivity Applied to Chemistry, New York u. London 1951, S. 6.
[3]) Kummer, J. T., DeWitt, T. W., u. Emmet, P. H., J. Am. Chem. Soc. **70** (1948), 3632.

In einem anderen Falle wurde die Vergiftung eines Katalysators untersucht[1]). Bei der Ammoniaksynthese wird sie durch sauerstoffhaltige Verbindungen, z. B. CO_2, verursacht. Da das CO_2 schon in sehr geringer Konzentration wirksam ist, wurde es mit C^{14} markiert und während der Reaktion dem Synthesegas zugeführt. Man verglich die Konzentration des $C^{14}O_2$ beim Eintritt in den Reaktionsraum und bei seinem Austritt sowie gleichzeitig die Syntheseausbeute, beides in Abhängigkeit von der Zeit. Mit Hilfe dieser Messungen konnte der Mechanismus der Vergiftung aufgeklärt werden.

Zusammenfassende Literatur

Wahl, A. C., u. Bonner, N. A., Radioactivity Applied to Chemistry. New York u. London 1951. — Friedlander, G., u. Kennedy, J. W., Introduction to Radiochemistry, New York 1949. — Friedlander, G., u. Kennedy, J. W., Nuclear and Radiochemistry, New York 1955. — Hahn, O., Applied Radiochemistry. Ithaca, N.Y., 1936. — Broda, E., Advances in Radiochemistry, Cambridge 1950. — Broda, E., u. Schönfeld, T., Die technischen Anwendungen der Radioaktivität. Berlin u. München 1956. — Weygand, F., u. Grisebach, H., Die Anwendungen von Isotopen in der organischen Chemie. Fortschr. chem. Forsch. **3** (1954), 108 bis 186. — Broda, E., u. Schönfeld, T., Radiochemische Methoden der Mikrochemie, in: Hecht, F., u. Zacherl, M. (Hrsg.), Handb. d. Mikrochem. Methoden, Bd. II, Wien 1955. — Hoppe-Seyler/Thierfelder, Handb. d. physiolog.- und patholog.-chem. Analyse, Bd. 2, 2. Teil: Allgemeine Untersuchungsmethoden, S. 549. 10. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1955. — Genf. Ber. 1955, Bd. 7 u. 15.

2.613 Verwendung von Radionukliden in Industrie und Technik

In der Industrie gibt es außerordentlich viele Anwendungsmöglichkeiten für Radionuklide. Als Indikatoren werden sie vorwiegend bei Forschungsarbeiten eingesetzt. Aus der Fülle dieser Arbeiten sollen hier nur einige charakteristische Beispiele herausgegriffen werden. Ausgesprochene Routinemethoden haben sich in den letzten Jahren bei der Verwendung radioaktiver Strahlungsquellen in der Radiographie und bei Dicken- und Füllstandsmessungen entwickelt.

Verwendung als Indikatoren. Abnutzungsprozesse. Die Abnutzung z. B. von Maschinenteilen läßt sich durch Markierung der entsprechenden dem Verschleiß unterworfenen Teile untersuchen. So wurden Kolbenringe von Verbrennungsmotoren entweder durch einen dünnen Überzug mit radioaktivem Metall oder im Reaktor durch Aktivierung mit Neutronenstrahlen markiert[2]).

Der radioaktive Abrieb wurde beim Betrieb der Ringe vom Schmieröl wegtransportiert und seine Menge durch Radioaktivitätsmessung bestimmt. Nach einem ähnlichen Prinzip konnte die Abnutzung von Ziehdüsen bei der Drahtherstellung überprüft werden[3]). Eine Ziehdüse wurde im Reaktor durch Neutronenbestrahlung aktiviert. An einem durch die Ziehdüse gezogenen Draht blieben dann Spuren des radioaktiven Materials hängen, die durch Zählrohrmessungen und durch Autoradiographie nachgewiesen wurden.

Diffusion und Verteilung in Metallen. Auf die Bedeutung der Radionuklide bei Diffusionsversuchen wurde schon in Abschnitt 2.611 hingewiesen. Vor allem in der Metallurgie ergibt sich ein weites Anwendungsgebiet bei der Untersuchung von Fremd- und Eigendiffusion.

Untersuchungen über die Verteilung z. B. von Phosphor in Eisen wurden mit Hilfe der Autoradiographie durchgeführt[4]). Entweder wurde radioaktiver Phosphor dem Eisen

[1]) Bokhoven, C., Radioisotope Conference 1954 (Hrsg. J. E. Johnston), London 1954.
[2]) Grozin, B. D., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 160, P/713.
[3]) Button, J. C. E., Davies, A. J., u. Tourret, R., Nucleonis **9**, Nr. 5 (1951), 34.
[4]) Kohn, A., in: Johnston, J. E., Radioisotope Conference 1954, London 1954.

zugesetzt oder eine Eisenprobe mit inaktivem Phosphor im Reaktor mit Neutronen aktiviert. In beiden Fällen wurde die so behandelte Probe angeschliffen und eine Autoradiographie angefertigt. Aus dieser konnte die Verteilung des Phosphors — auch quantitativ durch Schwärzungsmessungen — ermittelt werden.

Korrosion und Verzunderung. Bei einem Korrosionsproblem in der Glasindustrie fand die Aktivierungsanalyse Anwendung[1]). Die Glasschmelze greift die Wandung von Schmelztiegeln an, wobei Natrium aus der Schmelze in die Wandung einwandert. Um diese Korrosionsprobleme näher zu untersuchen, wurden Proben aus verschiedenem Wandmaterial, das der Schmelze ausgesetzt war, zerschnitten und die Schnittfläche mit Deuteronen bestrahlt. Dann wurden die Materialproben mit ihren Schnittflächen auf einen photographischen Film gelegt. Die Autoradiographie zeigte die Verteilung des eingewanderten Natriums.

Verzunderungsvorgänge wurden z. B. durch Oxydation von radioaktivem Kupfer untersucht[2]).

Mischvorgänge. Durch Zusatz eines Radionuklids zum Mischgut läßt sich ein Mischvorgang verfolgen. In der Erdölindustrie[3]) wurde die Vermischung von zwei Flüssigkeiten verschiedener Viskosität, die getrennt in einen Tank eingefüllt wurden, untersucht. Durch dauerndes Umpumpen des Tankinhalts sollte eine gute Durchmischung erzielt werden. Man markierte eine der beiden Flüssigkeiten mit Zr^{95} und registrierte laufend die Radioaktivität des aus dem Tank wieder herausfließenden Gemisches. Dabei zeigte sich, daß die Durchmischung der beiden Komponenten durchaus nicht genügend war.

Ortung. In der Erdölindustrie werden die langen Ölleitungen (pipelines) gereinigt, indem eine entsprechende Bürste mit Preßluft durch die Rohre getrieben wird. Es kommt vor, daß die Bürste unterwegs steckenbleibt und dann schwer aufzufinden ist. Um die Suche zu erleichtern, markiert man sie mit Co^{60} und sucht die Rohrleitungen dann außen mit einem Zählgerät ab[4]).

Durchflußmessungen. Die Menge und Geschwindigkeit von Flüssigkeiten, die durch Rohre strömen, kann durch Markierung der Flüssigkeit ermittelt werden. Man injiziert an einer Stelle der Leitung eine radioaktive Flüssigkeit. Die markierte Stelle wandert mit dem Flüssigkeitsstrom mit und wird an zwei räumlich getrennten Strahlungsdetektoren vorbeigeführt. Aus deren Entfernung, der Durchflußzeit und dem Rohrdurchmesser läßt sich die Stromstärke bestimmen[5]).

Auch das Durchströmen von Gasen durch Rohrleitungen kann nach einer ähnlichen Methode verfolgt werden[6]).

Sandbewegungen. An einer Küste fanden durch Meeresströmungen Sandverlagerungen statt. Um sie zu untersuchen, wurde künstlich hergestellter Glassand, in den radioaktives Zink Zn^{65} chemisch eingebaut war, auf den Meeresgrund versenkt. Durch Szintillationszähler, die von Schiffen aus auf den Grund herabgelassen wurden, konnten die Sandbewegungen verfolgt werden[7]).

---

[1]) Laing, K. M., Jones, D. E., Emhiser, D. E., Fitzgerald, J. V., u. Bachmann, G. S., Nucleonics **9**, Nr. 4 (1951), 44.
[2]) Bardeen, J., Brattain, W. H., u. Shockley, W., J. chem. Phys. **14** (1946), 714.
[3]) Hull, D. E., Fries, B. A., Tewksbury, J. G., u. Keirns, G. H., Nucleonics **14**, Nr. 5, (1956), 51.
[4]) Scott, D. B., Nucleonics **13**, Nr. 3 (1951), 68.
[5]) Hull, D. E., u. Fries, B. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 199, P/166.
[6]) Voice, B., Bell, E. B., u. Gledhill, P. K., J. Iron Steel Inst. **177** (1954), 423.
[7]) Shizuo Inose, Masao Kato, Seiichi Sato u. Naobumi Shiraishi, Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 211, P/1053.

Verwendung als Strahlungsquelle. Bei der industriellen Anwendung radioaktiver Strahlungsquellen werden entweder die bei Bestrahlung von Materie auftretenden Absorptions- und Streuerscheinungen oder die durch Bestrahlung der Materie hervorgerufenen physikalischen oder chemischen Veränderungen untersucht. Zur ersten Gruppe gehören die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung (Radiographie), die Dicken- und Dichtemessungen sowie Füllstandsmessungen. Ein Beispiel für die zweite Gruppe ist die Ionisierung von Gasen, die z. B. zur Abführung von elektrostatischen Aufladungen oder zu Druckmessungen verwendet wird. Die direkte Umwandlung der Strahlungsenergie künstlich radioaktiver Substanzen in nutzbare Energie hat bisher nur eine geringe technische Bedeutung.

Radiographie[1]). Die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung mit Röntgenstrahlen ist schon seit langer Zeit in der Industrie gebräuchlich. Seitdem es möglich ist, radioaktive Strahlungsquellen mit großer spezifischer Aktivität herzustellen, sind neue Methoden entwickelt worden, bei denen künstliche Beta- und Gamma-Strahler verwendet werden. Gegenüber der Radiographie mit Röntgengeräten ergeben sich verschiedene Vorteile: Die Strahlung ist härter, die Handhabung einfacher, die Strahlungsquelle ist unabhängig von einer Stromversorgung und kann in sehr enge Objekte eingeführt werden, die Beschaffung und Aufstellung einer radioaktiven Strahlungsquelle ist billiger als die einer Röntgenanlage. Von Nachteil ist gegenüber einer Röntgenröhre die geringere Strahlungsleistung. Dadurch ergeben sich in vielen Fällen längere Belichtungszeiten. Eine kontinuierliche Regelung der Strahlungsenergie ist ebenfalls nicht möglich.

Als Strahler werden Co^{60}, Cs^{137}, Ir^{192} oder Tm^{170} verwendet. Die Wahl des Strahlers richtet sich nach dem Material und der Dicke des zu durchstrahlenden Prüflings.

Die Strahlungsquelle kann innerhalb oder außerhalb des Prüflings angebracht werden. Im letzteren Fall ist es möglich, durch eine kreisförmige Anordnung der Prüflinge mehrere zu gleicher Zeit zu durchstrahlen („Karussell-Aufnahme"). Zur Registrierung der Strahlung werden sowohl Filme als auch Zählrohre benutzt.

322.1 Radionuklide für Dickenmessungen[3]).

Nuklid	$T_{1/2}$	Max. Beta-Energie MeV	Meßbereich mg/cm²
S^{35}	87 d	0,167	0,5 ··· 5
Pm^{147}	2,6 a	0,23	1 ··· 12
Tl^{204}	4 a	0,77	10 ··· 150
Sr^{90}—Y^{90}	28 a	0,53/2,2	50 ··· 650
Ce^{144}—Pr^{144}	280 d	0,3/3,0 ($+\gamma$)	100 ···1000
Ru^{106}—Rh^{106}	1 a	0,03/3,5 ($+\gamma$)	130 ···1200

Dickenmessung[2]). Das Prinzip der Dickenbestimmung mit radioaktiven Strahlungsquellen beruht entweder auf der Absorption oder auf der Streuung von Strahlung in Materie.

Beim Durchstrahlverfahren wird das Prüfobjekt zwischen die Strahlungsquelle und das Meßgerät gelegt. Die Wahl des Strahlers richtet sich nach der Massenbelegung (mg/cm²) des Materials. In den Tab. **322.**1 u. **323.**2 sind gebräuchliche Radionuklide aufgeführt. Mit Beta-Strahlern werden Dicken von etwa 1 mg/cm² bis 1200 mg/cm² gemessen. Für größere Dicken verwendet man Gamma-Strahler, mit denen bis zu etwa 80 g/cm² gemessen wird. Für sehr dünne Folien (unter 1 mg/cm²) eignen sich auch Alpha-Strahler.

Speziell für die Dickenbestimmung dünner Oberflächenschichten eignet sich das Rückstreuverfahren. In Fig. **323.**1 werden die vom Präparat ausgehenden Beta-Teilchen

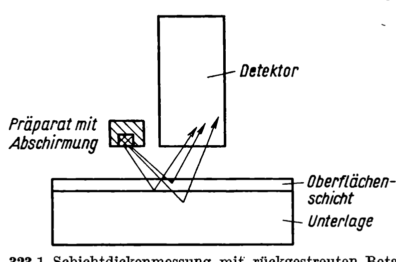
---

[1]) Berthold, R., Vaupel, O., u. v. Wetterneck, N., Stahl u. Eisen **72** (1952), 492. — Hart, R. J., Radioisotope Techniques, Bd. II. S. 57, London 1952. — Clarke, E. T., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 188, P/162. — Herold, H., Z. angew. Phys. **9** (1957), 349.

[2]) Broda, E., u. Schönfeld, T., Die technischen Anwendungen der Radioaktivität, Berlin u. München 1956.

[3]) Putman, J. L., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 119, P/463.

teils im Material der Unterlage, teils im Material der Oberflächenschicht zurückgestreut. Die Zahl der rückgestreuten Beta-Teilchen ist abhängig von der Ordnungszahl und der Dicke des rückstreuenden Materials. Haben Oberflächenschicht und Unterlage verschiedene Ordnungszahlen, so ergibt sich ein Rückstreuwert, der zwischen denen dieser beiden Materialien liegt und von der Dicke der Oberflächenschicht abhängig ist.



323.1 Schichtdickenmessung mit rückgestreuten Beta-Teilchen

Mit Gamma-Strahlern kann in ähnlicher Weise die zurückgestreute Strahlung zu Dickenmessungen benutzt werden. Dabei muß der Strahlungsempfänger gut gegen die direkte Strahlung abgeschirmt sein. Bei neueren Geräten kann diese Abschirmung — die das Gerät schwer und unhandlich macht — teilweise wegfallen. Mit Hilfe eines Impulshöhenanalysators mißt man nur die zurückgestreute Strahlung, deren Quantenenergie kleiner ist als die der Primärstrahlung. Vorteil der Gamma-Rückstreumethode ist, daß sich die Dicke von Teilen bestimmen läßt, die nur von einer Seite zugänglich sind, z. B. die Wanddicke von geschlossenen Behältern oder Rohren.

Die Dickenmessungen durch Strahlungsabsorption oder Strahlungsrückstreuung haben den wesentlichen Vorteil gegenüber anderen Methoden, daß sie berührungslos erfolgen. Dies ist z. B. besonders angebracht bei der laufenden Überprüfung von Bandmaterial, das in verschiedenen Stufen ausgewalzt wird und dessen Dicke im heißen Zustand bestimmt werden soll. Durch eine entsprechende elektrische Rückführung kann die Dickenmessung auch zur Regelung der Walzdicke benutzt werden. Der Meßfehler kann bei geeigneter Wahl der Strahlungsquelle auf weniger als 1% heruntergedrückt werden.

323.2. Radionuklide für Dickenmessungen[1])

Nuklid	$T_{1/2}$	Gamma-Energie MeV	Meßbereich g/cm²
Tm^{170}	129 d	0,084	0,5···10
Ir^{192}	74 d	0,60/0,13	8 ···20
Cs^{137}—Ba^{137}	33 a	0,67	10 ···30
Co^{60}	5,3 a	1,17/1,33	20 ···80

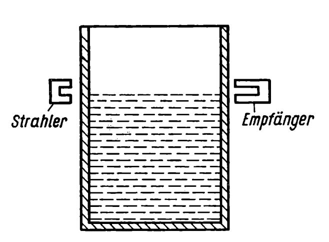
Dichtemessung[2]). Durch Messung der Streuung oder Absorption von Strahlung wird auch die Dichte von homogenen und heterogenen Systemen bestimmt. Bei der Dichtebestimmung von Flüssigkeiten kann die Strahlungsquelle neben dem Detektor außerhalb des Flüssigkeitsbehälters angeordnet werden. Man mißt dann den Anteil der von der Flüssigkeit zurückgestreuten Strahlung[3]). Die Dichten von Erdschichten wurden gemessen, indem zwei Sonden, die eine Strahlungsquelle und einen Detektor enthielten, im geeigneten Abstand in das Erdreich gesteckt wurden. In diesem Falle wurde die Absorption der Strahlung gemessen[4]).

Füllstandsmessung[5]). In Fig. **324.1** ist das Prinzip einer Füllstandsmessung dargestellt. Änderungen des Flüssigkeitspegels bewirken eine Änderung der vom Präparat

[1]) Berthold, R., Atompraxis **2** (1956), 181.
[2]) Broda, E., u. Schönfeld, T., Die technischen Anwendungen der Radioaktivität, Berlin u. München 1956.
[3]) Schreiber, A. P., Nucleonics **2**, Nr. 1 (1948), 33.
[4]) N. N., Nucleonics **8**, Nr. 4 (1951), 78.
[5]) Berthold, R., u. Trost, A., Chem.-Z. **78** (1954), 729.

ausgehenden Strahlung, die im Detektor registriert wird. Vorteil der Methode ist, daß alle Teile des Füllstandsanzeigers außerhalb des Behälters sind und daher nicht durch Korrosion beschädigt werden können.

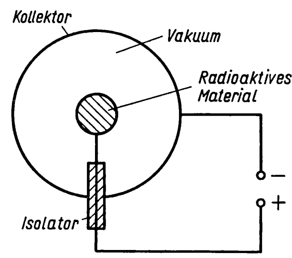
Abführung von elektrostatischen Aufladungen[1]. Bei der schnellen Bewegung von gut isolierendem Material, z. B. in der Textilindustrie, können elektrostatische Aufladungen entstehen, die sich im Produktionsprozeß störend bemerkbar machen. Zur Beseitigung dieser Aufladungen wird an der betreffenden Stelle die Luft bestrahlt. Die entstehenden Ionen neutralisieren die Aufladung.



324.1 Füllstandsmessung

Druckmessung[2]. Die Ionisation von Gasen durch Alpha-Teilchen kann zur Messung des Druckes in der Vakuumtechnik benutzt werden. Derartige Geräte werden unter dem Namen „Alphatron" industriell hergestellt.

Direkte Umwandlung von Strahlungsenergie in elektrische Energie. Vier Methoden zur direkten Erzeugung elektrischer Energie sind in der letzten Zeit diskutiert und experimentell geprüft worden[3]. Ihr Prinzip soll im folgenden erläutert werden: a) Direkte Aufladung durch geladene Teilchen. In Fig. **324.**2 ist im Mittelpunkt einer evakuierten Hohlkugel ein Beta-Präparat isoliert angebracht. Durch die Beta-Strahlung wird die als Kollektor dienende Hohlkugel aufgeladen. Mit einer solchen Anordnung wurde bei Verwendung von 250 mc Sr^{90}—Y^{90} eine Spannung bis zu 365 kV erreicht. Der Strom dieser Anordnung betrug 10^{-9} A[4]. Der Zwischenraum zwischen Präparat und Kollektor kann auch mit einem Isolator ausgefüllt werden. Mit Polystyrol als Dielektrikum und 10 mc Sr^{90}—Y^{90} wurde eine Spannung von ca. 7 kV und ein Strom von $4 \cdot 10^{-11}$ A erreicht[5].



324.2 Direkte Aufladung durch Teilchenstrahlung

b) Ionisation im Feld von Kontaktspannungen (Fig. **325.**1). Zwischen zwei Elektroden aus verschiedenem Material befindet sich ein Gas, das durch die von einem Radionuklid ausgehende Strahlung ionisiert wird. Die Ionen werden durch das Feld, das durch die Kontaktspannung zwischen den beiden Elektroden erzeugt wird, abgeführt. Durch Hintereinanderschalten vieler Einzelzellen stellte man Batterien mit Spannungen bis 100 V her, die Ströme von ca. 10^{-9} A abgeben. Als Gasfüllung wurde Argon verwendet, das mit Tritium vermischt war (1 mc je Zelle)[6].

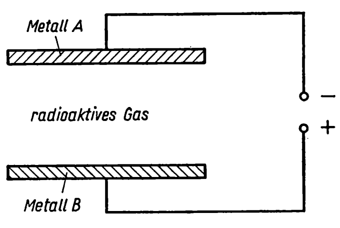
c) Strahlungsabsorption in Thermoelementen. Die von einem Thermoelement absorbierte Teilchen- oder Quantenstrahlung erwärmt dieses und erzeugt so eine Thermo-

---

[1] Henry, P. S. H., Brit. J. appl. Phys. **4** (1953), Suppl. 2, S. 78.
[2] Vgl. Lehrbücher der Hochvakuumtechnik.
[3] Thomas, A., Nucleonics **13**, Nr. 11 (1955), 129. — Shorr, W., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 310, P/171. — Linder, E. G., Rappaport, P., u. Loferski, J. J., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 283, P/169.
[4] Linder, E. G., u. Christian, S. M., J. appl. Phys. **23** (1952), 1213.
[5] Colemann, J. H., Nucleonics **11**, Nr. 12 (1953), 42.
[6] Thomas, A., u. Brinkerhoff, J., Tracerlab Inc., Boston, Mass.; Contract No. DA 36-039 SC-42549; Shorr, W., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 310, P/171.

spannung. Durch gleichzeitige Bestrahlung von 40 zusammengeschalteten Kontaktstellen mit einer Po^{210}-Quelle von 146 c wurden 0,75 V und 0,025 A erreicht[1]).

d) Ladungserzeugung in einem Halbleiter. Die in einen Halbleiter eindringende Teilchen- oder Quantenstrahlung erzeugt dort positive und negative Ladungsträger. Ladungsträger, die in einer $p-n$-Schicht entstehen, werden durch das innere Feld der $p-n$-Schicht getrennt. Mit Si als Halbleitermaterial (bei einer Fläche von ca. 0,25 cm²) und bei Verwendung von 50 mc Sr^{90}—Y^{90} wurden Zellen mit 0,35 V und einem Kurzschlußstrom von 10^{-5} A hergestellt[2]).



325.1 Ionisation im Felde einer Kontaktspannung

Alle Batterien dieser Art haben eine sehr geringe Leistung verglichen mit anderen Batterien [im Falle c) war die Radioaktivität extrem hoch!]. Am aussichtsreichsten scheint zur Zeit die Halbleitermethode zu sein. Trotz ihrer geringen Leistungen können die Batterien für Spezialzwecke von Bedeutung sein, z. B. bei der Verwendung für Ionisationskammern, Dosimeter, Transistorgeräte usw.

Direkte Umwandlung von Strahlungsenergie in mechanische Energie. Diese Methode für die Umwandlung von Strahlungsenergie steht erst in den Anfängen ihrer Entwicklung. Die dabei erzielbaren Leistungen sind äußerst gering. Das Prinzip beruht auf der Aufladung eines Körpers durch Beta-Teilchen und Ausnutzung der dabei auftretenden Coulombschen Kräfte. Mit einer speziellen Anordnung wurde bei Verwendung von 50 mc Sr^{90}—Y^{90} eine mechanische Leistung von $1{,}5 \cdot 10^{-12}$ Watt erreicht[3]).

Erzeugung von Lumineszenz[4]). Die Herstellung selbstleuchtender Verbindungen — z. B. Zinksulfid, das durch Alpha-Teilchen natürlich radioaktiver Substanzen angeregt wird — ist seit langer Zeit in der Leuchtzifferindustrie bekannt. Ein großer Nachteil bei der Verwendung von Alpha-Teilchen zur Anregung ist, daß der Leuchtstoff mit der Zeit zerstört wird und damit die Lichtausbeute sinkt. Seitdem man Beta-Strahler mit hohen spezifischen Aktivitäten billig herstellen kann, versucht man, Beta-Teilchen zur Anregung zu verwenden. Gegenüber der Anregung mit Alpha-Teilchen ergeben sich einige Vorteile. Die Zerstörung des Leuchtstoffs durch Beta-Teilchen ist wesentlich geringer. Das bedeutet, daß Präparate mit größerer Radioaktivität verwendet werden können und damit größere Leuchtdichten erzielt werden. Auch aus Gründen des Strahlenschutzes ist die Verwendung von reinen Beta-Strahlern vorzuziehen, da die Alpha-Emission der natürlichen radioaktiven Substanzen fast stets von einer Gamma-Strahlung begleitet ist. Man verwendet Sr^{90}, H^3, C^{14}, S^{35} u. a. Die selbstleuchtenden Verbindungen mit künstlichen Radionukliden eignen sich auch gut als Lichtquellen konstanter Strahlungsleistung und spektraler Zusammensetzung[5]).

Zusammenfassende Literatur

Broda, E., u. Schönfeld, T., Die technischen Anwendungen der Radioaktivität. Berlin u. München 1956. — Bradford, J. R. (Hrsg.), Radioisotopes in Industry. New York 1953. — Genf. Ber. 1955, Bd. 14 u. 15.

[1]) Jordan, K. C., u. Birden, J. H., AEC-Report MLM-984.
[2]) Rappaport, P., Phys. Rev. **93** (1954), 246.
[3]) Keller, R., Krassoivitch, A., u. Favey, J. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 317, P/1131.
[4]) Wallhausen, C. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 15, S. 307, P/170.
[5]) Hanle, W., u. Kügler, I., J. Opt. Acta **3** (1956), 131.

2.614. Verwendung von Radionukliden in der Biologie und Landwirtschaft

Wichtige Anwendungsgebiete der Indikatortechnik sind Stoffwechseluntersuchungen bei Pflanzen und Tieren. Speziell bei der Photosynthese und Biosynthese sowie in der Düngemittelforschung und Insektenforschung konnten mit ihrer Hilfe zahlreiche interessante Fragen geklärt werden. Mit der wesentlichste Vorteil dabei ist, daß die Vorgänge bei lebenden Pflanzen und Tieren untersucht werden können.

Bei Untersuchungen strahlenbiologischer Fragen werden radioaktive Strahlungsquellen an Stelle von Röntgenanlagen verwendet. Es ergeben sich die gleichen Vor- und Nachteile, wie in 2.61 beschrieben. Ein neuerdings sehr intensiv bearbeitetes Gebiet ist die Kaltsterilisierung von Lebensmitteln und Arzneimitteln durch Gamma-Strahlen. Auch bei der Schädlingsbekämpfung werden radioaktive Strahlungsquellen eingesetzt.

Verwendung als Indikatoren. Stoffwechsel. Die Vorgänge bei der Aufnahme von Nährstoffen, Spurenelementen, Wirkstoffen oder Giften durch ein Tier oder über die Wurzeln und Blätter einer Pflanze lassen sich durch Markierung der entsprechenden Substanzen verfolgen. So gewinnt man Aussagen über die Geschwindigkeiten der Verteilung, der Speicherung und des Austausches. Ebenso lassen sich biochemische Umsätze durch Gaben markierter Verbindungen und Isolierung sowie chemische Analyse der Endprodukte untersuchen.

Die genauen Vorgänge bei der Photosynthese waren lange Zeit ungeklärt. Bei Bestrahlung mit Licht bilden grüne Pflanzen aus dem Kohlendioxyd, das aus der Luft aufgenommen wird, und Wasser Kohlenhydrate. Diese Reaktion erfolgt bis zu den Hexosen über eine Reihe von Zwischenprodukten, die erst mit Hilfe der Indikatormethode ermittelt werden konnten[1]). Man belichtete zunächst eine Pflanze einige Zeit in einer normalen Kohlendioxydatmosphäre, bis sich bezüglich der Vorgänge bei der Photosynthese ein Gleichgewichtszustand eingestellt hatte. Dann wurde etwas C^{14}-markiertes Kohlendioxyd hinzugefügt und die Pflanze anschließend innerhalb eines so kurzen Zeitraums abgetötet, daß der Umsatz von angebotenem $C^{14}O_2$ bis zu einem der bekannten Kohlenhydrate nur unvollständig ablaufen konnte. Durch Chromatographie der Extrakte, die aus der Pflanze gewonnen wurden, ermittelte man die mit dem C^{14} markierten Zwischenprodukte.

Durch die Anwendung der Biosynthese mit markierten Ausgangssubstanzen ist man in der Lage, komplizierte organische Verbindungen in markierter Form, die künstlich nicht herzustellen sind, zu gewinnen. Man läßt z. B. eine Pflanze längere Zeit in einer $C^{14}O_2$-Atmosphäre wachsen. Dabei wird das C^{14} in die organischen Verbindungen, aus denen die Pflanze besteht, eingebaut. Durch chemische Verarbeitung kann man dann bestimmte Verbindungen gewinnen und für weitere biochemische Versuche verwenden[2]).

Düngemittelforschung. Ein wichtiges Problem in der Landwirtschaft ist die Aufklärung der Wirkungsweise von Düngemitteln. Mit markiertem Dünger (z. B. Phosphatdünger mit P^{32} markiert) werden Untersuchungen über die Verteilung des Düngers und die Ionenbeweglichkeit im Boden angestellt. Die Aufnahme in die Wurzeln und die Verteilung in Pflanzen wird ebenfalls untersucht. Die Düngeraufnahme in Abhängigkeit vom Entwicklungsstadium der Pflanzen und damit die Ermittlung des günstigsten Zeitpunktes für die Düngung sind weitere Probleme, die mit radioaktiven Indikatoren geklärt werden können.

Insektenforschung. Mit Hilfe von Radionukliden ist es möglich, den Flugweg von Insekten zu verfolgen. Die Insekten werden markiert, indem zunächst ihren Larven

---

[1]) Calvin, M., u. Bassham, J. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 12, S. 347, P/259.

[2]) Vgl. z. B.: Scully, N. J., Chorney, W., Kostal, G., Watanabe, R., Skok, J., u. Glattfeld, J. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 12, S. 377, P/274.

etwas radioaktives Material injiziert wird; dann kann ihre Verteilung um einen Abflugspunkt und deren Beeinflussung durch Wind und Regen beobachtet werden[1]). Stoffwechseluntersuchungen an Insekten mit markierten Insektiziden, z. B. DDT, führten zu Erkenntnissen über die Aufnahme und Wirkung von Schädlingsbekämpfungsmitteln[2]).

Verwendung als Strahlungsquelle. Strahlenbiologie. In der Strahlenbiologie wird die Beeinflussung lebender Zellen durch energiereiche Strahlung untersucht. In den meisten Fällen treten Hemmungen der Lebensfunktionen auf. In einigen Fällen konnten aber auch biopositive Effekte festgestellt werden (verstärktes Wachstum oder Ertragssteigerungen bei Pflanzen). Ein sehr wichtiges Gebiet ist die Untersuchung von Mutationen, die durch energiereiche Strahlung hervorgerufen werden (s. 2.9).

Sterilisierung und Konservierung[3]). Mikroorganismen lassen sich durch energiereiche Strahlung abtöten. Verderbliche Güter können daher durch Bestrahlung sterilisiert werden. Allerdings sind die dazu erforderlichen Strahlendosen außerordentlich hoch. Es werden etwa 10^5 bis 10^6 rep benötigt, je nach Art der Mikroorganismen und des Mediums, in dem sie sich befinden. Die bisherigen Erfolge bei der Sterilisierung von Lebensmitteln und Arzneimitteln sind verschieden. Für pharmazeutische Artikel ist die Sterilisierung durch Strahlung zweifellos von Bedeutung. Bei Lebensmitteln sind zur Zeit noch die bei der Bestrahlung auftretenden Nebenerscheinungen das Hauptproblem. Zu diesen gehören neben Veränderungen von Geruch und Geschmack chemische Umwandlungen, die bezüglich ihrer eventuell schädlichen Wirkung auf den Menschen der Gegenstand zahlreicher Untersuchungen sind. Weiter ist zu berücksichtigen, daß zwar die Mikroorganismen bei der Bestrahlung unschädlich gemacht werden können, aber eine Inaktivierung von Enzymen, die ebenfalls für das Verderben verantwortlich sind, durch Bestrahlung noch nicht ausreichend möglich ist.

Die Strahlungssterilisierung bringt einige wesentliche Vorteile mit sich. So können bereits fest verpackte oder wärmeempfindliche Stoffe auf kaltem Wege sterilisiert werden.

Neben der Sterilisierung wird in bestimmten Fällen versucht, durch Bestrahlung Enzymhemmungen und damit bessere Lagerungsfähigkeit zu erzielen. So wurden bereits bei Kartoffeln[4]) gute Erfolge erzielt. Nach einer Bestrahlung mit 20000 r (Co^{60}-Quelle) wurde eine Verhinderung des Keimens erreicht. Die Kartoffeln waren noch nach einer Lagerzeit von 18 Monaten kaum verändert.

Es liegen bereits Entwürfe für Anlagen vor, in denen Bestrahlungen von Lebensmitteln oder Medikamenten in großem Umfange durchgeführt werden können. Als Strahlungsquelle sollen verbrauchte Reaktorbrennelemente oder Co^{60} bzw. Cs^{137} verwendet werden. Für die Keimhinderung von Kartoffeln wurde eine transportable Bestrahlungsanlage mit einer Co^{60}-Quelle erprobt[5]).

Schädlingsbekämpfung. Die keimschädigende Wirkung energiereicher Strahlung kann auch zur Sterilisierung von Insekten verwendet werden. Dadurch ergibt sich mit Radionukliden als Strahlungsquellen eine neue Art der speziellen Schädlingsbekämpfung, die bereits erprobt wurde[6]). Bei einer bestimmten Fliegenart paaren sich die Weibchen nur einmal während ihrer Reifezeit, die Männchen dagegen mehrmals. Durch Bestrahlung mit ca. 7500 r sterilisierte man eine große Anzahl von Männchen

---

[1]) Bugher, C., u. Taylor, M., Science **110** (1949), 147.
[2]) Winteringham, F. P. W., u. Harrison, A., Nature (London) **167** (1951), 106.
[3]) Vgl. Genf. Ber. 1955, Bd. 15.
[4]) Sparrow, H., u. Christensen, E., Nucleonics **12**, Nr. 8 (1954), 16.
[5]) Kuhl, O. A., Sparrow, A. H., u. Manowitz, B., Nucleonics **13**, Nr. 11 (1955), 128.
[6]) Bushland, R. C., Knipling, E. F., u. Lindquist, A. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 12, S. 216, P/114.

und setzte diese anschließend aus. Die Folge war, daß bei der Paarung eines solchen Männchens das Weibchen unbefruchtete Eier legte. Es gelang auf diese Weise, ein besonders stark befallenes Gebiet von den Schädlingen zu befreien.

Zusammenfassende Literatur

Kamen, M. D., Radioactive Tracers in Biology, New York 1948. — Comar, C. L., Radioisotopes in Biology and Agriculture. New York, Toronto, London 1955. — Clarke, T. H., u. a., The Use of Isotopes in Biology and Medicine. Madison 1949. — Boyd, G. A., Autoradiography in Biology and Medicine. New York 1955. — Lawrence, J. H., u. Hamilton, J. G. (Hrsg.), Advances in Biological and Medical Physics, Bd. I bis III, New York 1948, 1951, 1953. — Broda, E., u. Schönfeld, T., Die technischen Anwendungen der Radioaktivität. Berlin u. München 1956. — Genf. Ber. 1955, Bd. 10, 11, 12, 15.

2.62 Verwendung stabiler Nuklide

Obwohl die Möglichkeit besteht, von fast allen Elementen radioaktive Isotope herzustellen, haben die seltenen stabilen Isotope, vor allem die einiger spezieller Elemente, nicht an Bedeutung verloren. Es gibt Fälle, bei denen man auf die Verwendung von Radionukliden verzichten muß, weil die Strahlung des Radionuklids die markierte Substanz störend beeinflußt. Es kann auch der Fall eintreten, daß bei komplizierten chemischen Verbindungen mehrere verschiedene Atomarten eines Moleküls gleichzeitig markiert werden sollen. Markiert man mit Radionukliden, so ist eine anschließende meßtechnische Trennung des komplexen Radioaktivitätsgemisches nicht oder nur mit großem Aufwand (Gamma-Spektroskopie, Absorptionskurvenanalyse usw.) ausführbar. Schließlich gibt es bei zwei Elementen, die in der chemischen, biologischen und medizinischen Forschung besonders interessieren, nämlich bei Stickstoff und Sauerstoff, keine brauchbaren radioaktiven Isotope. Die Halbwertszeiten von N^{13} (10 Minuten) und O^{15} (2 Minuten) sind so kurz, daß diese Radionuklide für Indikatorversuche praktisch nicht brauchbar sind. Man verwendet daher an ihrer Stelle die stabilen Nuklide N^{15} und O^{18}.

Stabile Nuklide können bei der Indikatortechnik in gleicher Weise Verwendung finden wie radioaktive Nuklide. Eine gewisse Schwierigkeit bei ihrer Verwendung ergibt sich aus der Nachweismethode. Relative Isotopenhäufigkeiten werden mit einem Massenspektrometer (s. 1.425) gemessen. Der dabei erforderliche meßtechnische Aufwand ist im allgemeinen größer als der bei einem Strahlungsmeßgerät. Außerdem sind die Messungen zeitraubender als Radioaktivitätsbestimmungen. Bei Deuterium können einfachere Meßverfahren (z. B. Dichtebestimmungen) benutzt werden. Bezüglich der Meßgenauigkeit sei auf Abschn. 1.42 verwiesen.

Zusammenfassende Literatur

Ewald, H., u. Hintenberger, H., Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie. Weinheim/Bergstr. 1953. — Hoppe-Seyler/Thierfelder, Handbuch der physiologisch- und pathologisch-chemischen Analyse, 2. Bd., 2. Teil: Allgemeine Untersuchungsmethoden, 10. Aufl., S. 687, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1955.

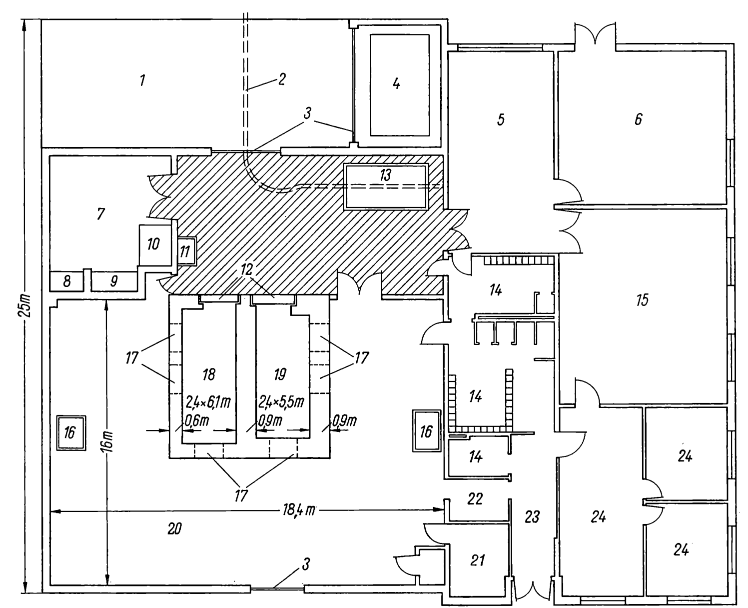
2.7 „Heiße“ Laboratorien*)

2.71 Allgemeines

Mit dem Bau von Reaktoren ist notwendigerweise die Entwicklung von Einrichtungen und Instrumenten verbunden, die die Untersuchung und Aufbereitung von Brennstoffelementen und das Experimentieren mit den künstlich erzeugten radioaktiven

*) Verfaßt von B. Duhm, Wuppertal-Elberfeld.

Isotopen ermöglichen. Die verschiedenen Ausführungen der dem jeweiligen Verwendungszweck angepaßten Laboratorien und Vorrichtungen sind so zahlreich, daß im folgenden nur versucht werden kann, an einigen Beispielen die wichtigsten Gesichtspunkte herauszustellen, die bei der Handhabung hochaktiver Materialien zu berücksichtigen sind.



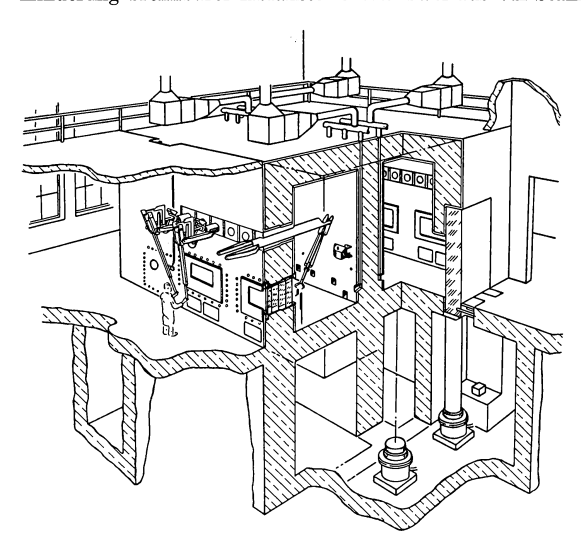
329.1 Grundriß eines Stockwerks des „heißen" Laboratoriums vom Battelle-Institut. — Aus 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, S. 102, TID 5280). — 1 Verladeraum, 2 10 t-Kran, 3 Tore, 4 Lagerraum für aktives Material, 5 Maschinenraum, 6 Heizungsraum, 7 Entseuchungsraum, 8 Verbrennungsofen, 9 Abzug, 10 Abzug mit Entseuchungsgrube, 11 Schleuse zum Entseuchungsraum, 12 Stahltüren, 13 Wassertank, 14 Garderoben, 15 Laboratorium für allgemeine Zwecke, 16 Zugänge zu den Zellen im darunter liegenden Stockwerk, 17 Fenster, 18 „Heiße" Zelle für mittlere Aktivitäten, 19 „Heiße" Zelle für hohe Aktivitäten, 20 Arbeitsraum, 21 Dunkelkammer, 22 Eingang und Garderobe für Besucher, 23 Eingangsflur, 24 Büro

Bau und Einrichtung eines „heißen" Laboratoriums müssen so geplant und ausgeführt werden, daß in erster Linie die Sicherheit der darin arbeitenden Menschen gewährleistet ist. Dies erfordert Schutzmaßnahmen gegen die von außen in den Körper eindringende Strahlung und gegen die Inkorporation strahlender Substanzen.

Mit einer geeigneten Aufteilung der erforderlichen Laboratorien nach Aktivitätsstufen und der Abtrennung der inaktiven Gebäudeteile und Meßräume durch genügende Entfernung oder strahlenabschirmende Wände ist zugleich die generelle Anordnung der Be- und Entlüftung bestimmt, da die Luft immer in die Räume höherer Aktivität hineinströmen muß. Eine Einteilung der Laboratorien in einzelne Gruppen mit voneinander völlig getrennten Ventilationssystemen und Filteranlagen ist vorteilhaft. Für eine ausreichende Zahl von Geräten zur Strahlenüberwachung der Personen, Geräte und Räume muß gesorgt werden. In den aktiven Arbeitsräumen sollten möglichst Fugen, Poren, Wandrisse, schwer zugängliche Ecken und ähnliches vermieden wer-

den, um das Festsetzen radioaktiven Staubes und damit die Inkorporationsgefahr auf ein Mindestmaß zu reduzieren. Dasselbe gilt für alle Einrichtungsgegenstände. Die verwendeten Farbanstriche, Verkleidungen, Beläge und anderen Materialien müssen chemisch resistent und gut abwaschbar sein. Fuß- oder Ellbogenbedienung der Türklinken, Gas-, Wasser-, Lichtschalter usw. ist ratsam.

In Fig. **329.1** ist als Beispiel für eine zweckmäßige Raumeinteilung der Grundriß eines „heißen“ Laboratoriums des Battelle-Instituts dargestellt. Der Eingangsflur trennt den nicht oder nur schwach aktiven Teil mit Maschinenraum, Heizraum, Laboratorium und Büros von der aktiven Seite. Die in der Figur links eingezeichneten „heißen“ Zellen sind gegenüber dem von drei Seiten sie umgebenden Arbeitsraum völlig dicht abgeschlossen, so daß dieser ohne Inkorporationsgefahr betreten werden kann. Ein vollständiger Kleiderwechsel in den dazu vorgesehenen Umkleidekabinen muß vor dem Betreten des schraffiert eingezeichneten Areals vorgenommen werden. Von hier aus können durch zwei vertikal bewegliche Stahltüren von 30 cm und 45 cm Dicke die Zellen betreten und mit Material und Instrumenten versehen werden. Der dicht dabei liegende Entseuchungsraum enthält einen Verbrennungsofen zur Volumverminderung brennbarer Abfallstoffe und zwei aus VA-Stahl gebaute Abzüge, die zur Säuberung radioaktiv verschmutzter Geräte bestimmt sind. Ein 10 t-Kran ermöglicht den Transport der bleigeschützten hochaktiven Proben vom Verladeraum zu einem 4,50 m tiefen Wassertank, in dem das Auspacken und andere Manipulationen mit Spezialinstrumenten unter vollem Strahlenschutz ausgeführt werden können. Die Aufbewahrung aktiven Materials erfolgt entweder unter Wasser oder in den gut 2 m tiefen Löchern eines großen Schwerspatbetonblocks im angrenzenden Lagerraum.



330.1 Querschnitt durch zwei Stockwerke des „heißen“ Laboratoriums im Battelle-Institut. — Aus 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, S. 102, TID 5280

Die geschlossene Gruppierung des „heißen“ Laboratoriumteils ist in dem darunter liegenden Stockwerk mit der entsprechenden Aufteilung durchgeführt (s. Fig. **330.1**). Dies hat den großen Vorteil, daß durch verschließbare Bodenöffnungen irgendwelche Geräte zwischen den übereinanderliegenden Zellen mit ferngesteuerten Hebevorrichtungen herauf oder herunter transportiert werden können und die Beseitigung des festen und flüssigen radioaktiven Abfalls aus den Zellen und Entseuchungsräumen über kurze Rohrleitungen in die im unteren Stockwerk befindlichen Betonkästen und Tanks erfolgen kann.

2.72 „Heiße" Zellen

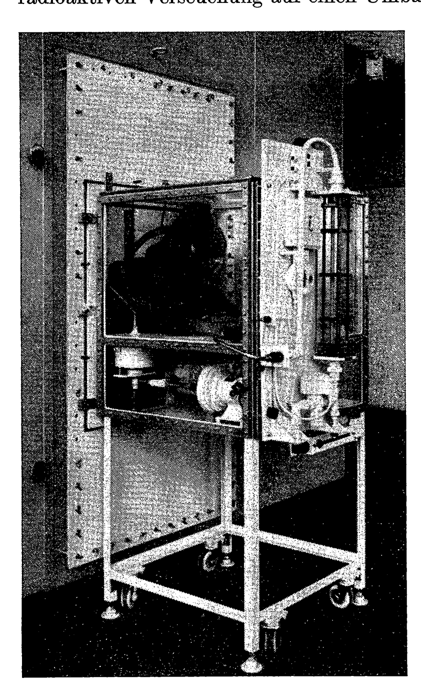
Die beiden Zellen (Fig. **329**.1 u. **330**.1) haben im Innenraum eine Höhe von 3,6 m, eine Breite von 2,4 m und die Längen von 5,4 m und 6,0 m. Boden und Decke bestehen aus 75 cm dickem Beton, während für die Wände phosphoreisenhaltiger Beton von 60 cm und 90 cm Dicke benutzt wurde. Drei große Fenster in jeder Zelle von 1,20 m Länge, 90 cm Höhe und von 55 cm und 85 cm Dicke ermöglichen einen Einblick in den Innenraum in zwei zueinander senkrechten Richtungen. Für eine Gamma-Strahlung von 1 M*e*V kann bis zu 10^4 c die dünnwandige, bis zu 10^7 c die dickwandige Zelle zur Aufarbeitung und Untersuchung von Spaltprodukten bei dem erforderlichen biologischen Strahlenschutz benutzt werden. In den beiden Längswänden sind je zwei Manipulatoren und je ein ferngesteuerter 1 t-Kran fest eingebaut. Die zusätzliche Einführung von Periskopen, Hilfszangen, kleineren Geräten, elektrischen Kabeln, Gas- und Wasserleitungen läßt sich durch zahlreiche in den Wänden angebrachte Löcher von 7 cm bis 40 cm Durchmesser vornehmen, die bei Nichtgebrauch strahlendicht abgedichtet werden. Verschließbare Öffnungen in der Zwischenwand und in den Böden erlauben den Gerätetransport von Zelle zu Zelle und in das darunter liegende Stockwerk. Durch eingebaute Leuchtröhren wird eine helle Innenbeleuchtung erzielt.

2.73 Säuberungsmöglichkeiten

Bei allen Versuchen, bei denen ein Verspritzen, Versprühen oder Verdampfen radioaktiver Substanz auftritt, ist eine Verseuchung zumindest der näheren Umgebung nicht zu vermeiden. Schneidet, schleift oder schmirgelt man z. B. ein hochaktives Metallstück, so kann man zwar die ganze Anordnung zum Schutze der Umgebung mit einer dünnen Kunststoffolie umhüllen, aber das Eindringen des radioaktiven Metallstaubs z. B. in die Schleifmaschine selber läßt sich nicht verhindern. Um nun nicht die schwierige und auch gefährliche Säuberung zu häufig ausführen zu müssen, ist eine sichere und schnelle Methode zum Entfernen der Maschine notwendig, wenn der Platz in der Zelle für andere Dinge gebraucht wird. Eine baulich schwierige, aber sehr nützliche Einrichtung, die man u. a. auch in diesem Falle gut anwenden kann, ist eine versenkbare Fußbodenplatte. Falls unter der Zelle ein weiterer Raum vorhanden ist, läßt sich mit Hilfe eines vertikal verschiebbaren Stempels, dessen Oberfläche ein Stück des Zellenfußbodens bildet, die auf der Fußbodenplatte stehende Schleifanordnung absenken. Ist die Apparatur auf einem kleinen Rolltisch fest montiert, kann der Tisch in dem unteren Raum durch Greifer auf die Seite gerollt und die obere Zelle durch Anheben des Stempels wieder geschlossen werden. Die Säuberung des Innenraums kann mit den Manipulatoren, deren Greifzangen durch Bürsten ersetzt werden oder einen Staubsauger bedienen, durchgeführt werden. Wenn verschiedene Apparaturen in dem unteren Raum fertig auf Rolltischen montiert bereitstehen, können sie ohne Mühe und Gefahr ausgewechselt werden.

Ist in der Rückwand einer heißen Zelle eine Öffnung mit einer innen angebrachten Klappe, so können z. B. durch toxische Alpha-Strahler stark verseuchte Instrumente bei völligem Strahlen- und Inkorporationsschutz durch fahrbare Plexiglaskästen, ähnlich gebaut wie in Fig. **332**.1, aus der Zelle herausgeholt und zum Entseuchungsraum gebracht werden. Die ebenfalls mit einer Klappe versehene Wandseite des Plexiglaskastens kann mit wenigen Handgriffen staub- und auch gasdicht an der Rückseite der Zelle befestigt werden. Öffnet man nun mit einem Manipulator vom Zelleninnern aus die beiden Klappen, kann man die verseuchten Gegenstände mit dem Greifer aus der Zelle in den Kunststoffkasten bringen und die Klappe wieder schließen. In der gleichen Weise, wie oben beschrieben, wird der Inhalt des Plexiglaskastens über eine Öffnung in der Wand des im Entseuchungsraum eingebauten Abzugs wieder herausgenommen und anschließend gesäubert.

Bei den oft wechselnden experimentellen Wünschen eines Forschungslabors wird es besonders deutlich, wie erschwerend und zeitverlängernd sich die Beseitigung der radioaktiven Verseuchung auf einen Umbau einer Anordnung auswirken kann. Komplizierte chemische Glasapparaturen kann man mit ihren vielen Anschlüssen und Verbindungen nicht so einfach wegen Platzmangels oder Verseuchung im Boden verschwinden lassen, wie die oben als Beispiel erwähnte stabile und verhältnismäßig einfache Schleifapparatur. Deswegen ist eine Entwicklung der Idaho Chemical Processing Plant (USA), über die Dykes und Mitarbeiter[1]) berichtet haben, besonders interessant. Der Gedanke ist, in eine im Laboratorium fest eingebaute große Zelle eine völlig abgedichtete zweite Kabine hineinzustellen, die aber mit Fernsteuerung wegtransportiert und durch eine neu beschickte Kabine ausgewechselt werden kann. Fig. **333.1** zeigt einen schematischen Schnitt durch ein ferngesteuertes analytisches Laboratorium. Die innere Kabine, mit Analysenbox bezeichnet, ist ein Sperrholzkasten, in dessen abgeschrägter Vorderwand ein Fenster eingelassen ist, das dicht an das Fenster der vorderen Zellenschutzwand anschließt. Unter dem Fenster befinden sich zwei mit beweglichem Balg versehene Zangen, die mit Spezialverschraubungen an die durch die äußere Schutzwand hindurch gesteckten Handgriffe angeschraubt werden. Aus dem Dach der Kabine ragen Leitungen für Gas, Wasser, Druckluft usw. hervor, die oberhalb des Knicks der Außenwand anzuschließen sind. In ähnlicher Weise werden die Leitungen für aktive und nichtaktive Abwässer, für gefilterte Zu- und Abluft bei zweimaligem Luftwechsel pro Minute verbunden. Im Boden der Kabine ist eine nach oben aufgehende Klappe angebracht, durch die vom Transportwagen aus, der durch Photozellen gesteuert genau unterhalb der Kabine hält, Proben, Glasgeräte u. a. eingeschleust oder fester Abfall herausgegeben werden kann. Soll der Aufbau innerhalb der Kabine wesentlich abgeändert werden oder ist die Verseuchung zu störend, wird die Box mit einem Spezialtransportwagen zur Reinigung weggefahren und eine neue Box mit einer evtl. veränderten Innenausstattung wiedergebracht.



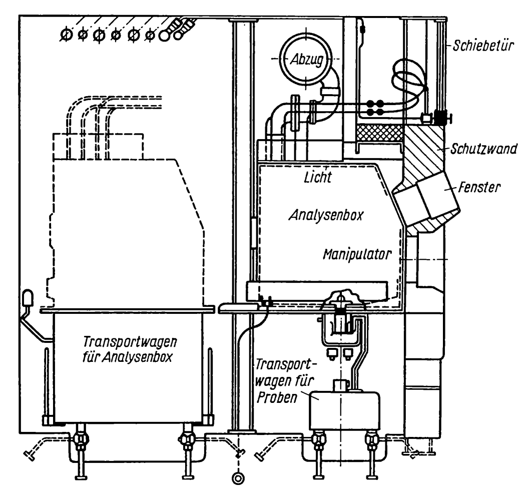
332.1 Arbeiter mit belüftetem Schutzanzug bedient vom Entseuchungsraum aus einen fahrbaren Plexiglaskasten für verseuchte Gegenstände. — Aus Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 43, P/438

2.74 Fernbedienungsinstrumente

Da die vollständige Automatisierung eines Arbeitsganges nur in speziellen Fällen möglich und auch lohnend ist, sind viele verschiedene Arten von Fernbedienungswerkzeugen entwickelt worden, von einfachen Greifern an (Fig. **333.2**) bis zu den kompli-

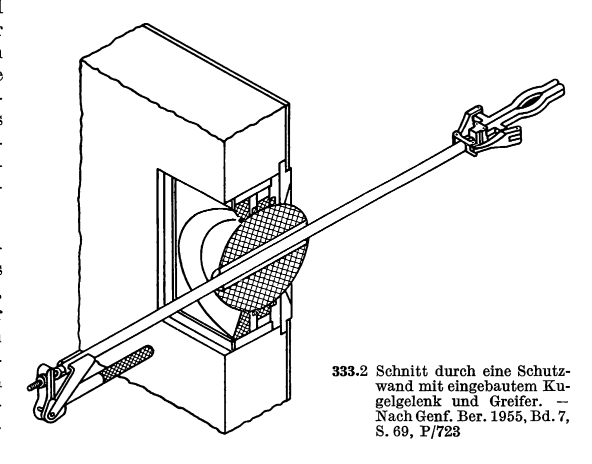
[1]) Dykes, F. W., Fletcher, R. D., Turk, E. H., Rein, J. E., u. Shank, R. C., Analyt. Chem. **28** (1956), 1084.

zierten Instrumenten, die es dem Experimentator ermöglichen, durch Schutzwände hindurch irgendwelche Objekte mit annähernd derselben Feinfühligkeit zu fassen, festzuhalten und zu bewegen, wie es ihm beim direkten Zupacken mit der Hand möglich wäre. Überlegt man sich, welche Vorgänge schon zu einer einfachen Tätigkeit, wie z. B. zu dem Ergreifen eines Glaskolbens und dem Ausschütten einer darin befindlichen Flüssigkeit an einer beliebigen Stelle des Arbeitsbezirks gehören, so sieht man sofort, daß der fernbediente Greifarm drei unabhängige Freiheitsgrade der Translation, drei unabhängige Freiheitsgrade der Rotation und eine Vorrichtung zum Öffnen und Schließen seiner Greiffinger haben muß. Die Geschwindigkeit aller mechanisch, elektrisch oder hydraulisch gesteuerten Bewegungen muß variabel und die Kraft, die beim Schließen der auswechselbaren Greifzangen auf das Objekt ausgeübt wird, begrenzt sein.



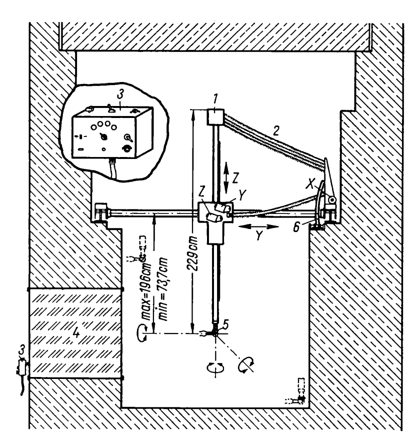
333.1 Schnitt durch das ferngesteuerte Laboratorium. — Nach Dykes, F. W., Fletcher, R. D., Turk, E. R., Rein, J. E., u. Shank, R. C., Analyt. Chem. **28** (1956), 1084

Fig. **334.**1 zeigt als Beispiel einen Manipulator, der die oben genannten Bedingungen erfüllt. Die Schnelligkeit und Richtung der Translations- und Rotationsbewegungen können durch Elektromotoren gesteuert und die Schließkraft der Greifzangen auf vier verschiedene Stärken eingestellt werden. Bei diesem Instrument wurde durch Verlegen der Antriebsmotoren für die Gelenkverbindung und für die Betätigung der Greifzangen in den oberen Teil der Anordnung eine besonders schmale Ausführung des Greiferarms erreicht, die auch bei beschränkten Raumverhältnissen das Arbeiten ermöglicht.

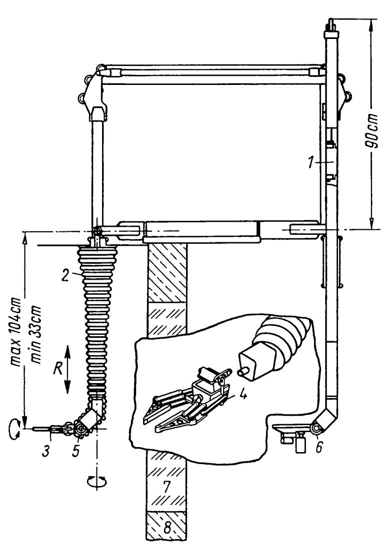


333.2 Schnitt durch eine Schutzwand mit eingebautem Kugelgelenk und Greifer. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 7, S. 69, P/723

Erfordert die Durchführung eines Experiments schwierigere Handgriffe, wie z. B. das Drehen einer Kurbel bis zum Auftreten eines gewissen Widerstandes oder das Einschieben einer sehr dünnen Glasplatte in eine enge spalt-



334.1 Argonne Manipulator zur Ausführung leichter Arbeiten bei beschränkten Raumverhältnissen. (Die Pfeile geben die Bewegungsmöglichkeiten an.) — Nach Reactor Handb. Engng., New York 1955, Kap. 7.1. — 1 Elektromotoren für Gelenk und Greifer, 2 Stromzuführungsspiralen, 3 Bedienungsgerät, 4 Fenster, 5 Gelenk, 6 Stromanschluß, X, Y, Z Motoren



334.2 Argonne Manipulator Mod. 7. — Nach Reactor Handb. Engng., New York 1955, Kap. 7.1. — 1 Gegengewichte. 2 Bewegliche Schutzhülle, 3 Greiferzange, 4 Auswechselbare Greiferzange, 5 und 6 Gelenke, 7 Fenster, 8 Schutzwand

förmige Öffnung bis zu einem Anschlag usw., so müssen die Bewegungen des Greifers derart kontrolliert werden können, daß dem Experimentator eventuell auftretende störende Gegenkräfte sofort ihrer Größe und Richtung nach angezeigt werden. Beim normalen Arbeiten wird die Handbewegung durch die Rückmeldungen des Auges, des Tastsinns, des Bewegungsgefühls oder des Hörens gesteuert. Bei dem Gebrauch eines ferngesteuerten Greifers kann eine gleichzeitige optische Beobachtung — zwar in Richtung und Entfernung beschränkt — in den meisten Fällen ermöglicht werden. Um aber darüber hinaus den Kontrollmöglichkeiten des direkten Handgriffs näherzukommen, sind bei den sog. „master-slave manipulators“ bilaterale Konstruktionen entwikkelt worden, die in allen Freiheitsgraden der Bewegung auftretende Kraftwirkungen rückübertragen. Dies läßt sich mechanisch durch den Einbau besonderer Gelenksysteme oder elektrisch durch geeignete Servomechanismen erreichen. Eine geringe Elastizität der greifenden Teile erhöht die Sicherheit des Arbeitens. Fig. **334.2** zeigt die schematische Zeichnung eines solchen Manipulators. Die Bewegungen von Arm, Handgelenk und Finger werden beim Anfassen des Handgriffs synchron durch mechanische Verbindungen auf den Arm und die Greifzange im Arbeitsraum übertragen. Sämtliche Kraftwirkungen auf die Zange werden durch das bilaterale System auf die kontrollierende Hand reflektiert, so daß die fühlbaren Translations- und Rotationskräfte fast dieselben sind, wie wenn der Bedienende das Objekt direkt in seiner Hand hielte. Die in Fig. **334.2** angedeutete, bewegliche Umhüllung des greifenden Arms verhindert bei dem Umgang mit offenem hochaktivem Material eine Verschmutzung der Einzelteile, deren Säuberung, wie sie z. B. für eine Reparatur notwendig ist, sonst sehr schwierig und zeitraubend sein kann. In Fig. **335.1** ist derselbe Manipulator im Gebrauch abgebildet.

Da die mechanische Kräfteübertragung zwischen Bedienungs- und Greifarm große Öffnungen in den Schutzwänden erfordert, die eine staub- oder gasdichte Abschir-

mung erschweren, sind mit Hilfe von bilateral angeordneten Servomotoren elektrisch gesteuerte Manipulatoren gebaut worden, deren beide Arme nur durch elektrische Kabel verbunden sind (s. Fig. **336.**1). Bedienungs- und Greifarm sind vor und hinter der Schutzwand an völlig getrennten Rollenkonstruktionen aufgehängt, die horizontale Bewegungen in zwei zueinander senkrechten Richtungen erlauben. Vertikale Bewegungen werden durch teleskopartige Führungen ermöglicht. Drehungen des Handgriffs um die x-, y- und z-Achse übertragen sich ebenso auf die Greifvorrichtung wie in x- oder y-Richtung ausgeführte Pendelbewegungen des Bedienungsarms. Die Schließkraft der austauschbaren Greiferzangen beträgt maximal etwa 7 kp, während alle anderen Bewegungen mit einer Kraftwirkung von maximal etwa 5 kp ausgeübt werden können. Dies gilt auch für die Drehbewegungen der Greiferzangen bei einer Entfernung von 12 cm zwischen Zangenende und Greiferarm. Alle Kraftübertragungen und Lageveränderungen erfolgen im Verhältnis von eins zu eins, nur für die Zange ist eine veränderliche Schließkraftübertragung vorgesehen. Eine genaue Beschreibung der komplizierten elektrischen Einrichtung mit Servomotoren und Elektronik ist in der Veröffentlichung von Thompson und Goertz[1]) gegeben.



335.1 Außenansicht einer „heißen" Zelle (Junior Cave) mit dem eingebauten Manipulator Mod. 7 im Argonne National Laboratory. Außenmaße der Zelle 214 cm × 163 cm × 219 cm. Die 36 cm dicken Wände bestehen aus Stahlplatten und Spezialbeton. Eine 5 cm dicke Stahlplatte bildet den oberen Abschluß. — Aus 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, S. 293, TID 5280

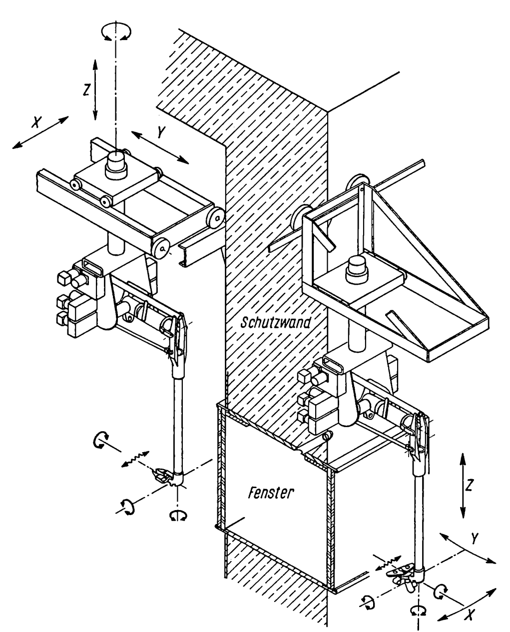
Benötigt man aus Schutzgründen große Wanddicken, so läßt sich der Einsatz solcher kostspieligen Instrumente kaum umgehen. Eine andere Frage ist, ob es beim Arbeiten mit mittleren Aktivitäten, bei denen der notwendige Strahlenschutz noch durch Bleischichten von maximal etwa 10 cm Dicke erreicht werden kann, nicht vorteilhafter ist, einfache und billig herzustellende Zangentypen zu benutzen, die nach Art der Fig. **333.**2 an geeigneter Stelle mit einem Kugelgelenk in die Schutzwand eingebaut werden. Selbstverständlich muß in diesem Fall der Aufbau der Apparatur den beschränkten Möglichkeiten dieser Bedienungsinstrumente angepaßt werden. In den meisten Fällen läßt sich mit einiger Überlegung der experimentelle Aufbau so weit abändern, daß z. B. keine schwierigen Drehbewegungen mehr auszuführen sind oder über einfache Seilzüge vorgenommen werden können. So kann man Stativklammern, die durch Schrauben angezogen werden, durch federnde Klemmvorrichtungen ersetzen, die mit einer einfachen Zange leicht zu öffnen sind und damit Veränderungen des Aufbaus einer Apparatur durch die Schutzwand hindurch mit billigen Hilfswerkzeugen erlauben. Wie schon gesagt, ist die Anwendung solcher einfacher Instrumente auf kleinere Wanddicken beschränkt, da bei tieferen Durchführungen der Durchmesser der Kugelgelenke zu groß werden müßte, wenn der notwendige Winkelbereich mit einem geraden Zangenarm noch überstrichen werden soll.

[1]) Thompson, W. M., u. Goertz, R. C., 4. Annu. Symp. on Hot Labor., Washington 1955, TID 5280, S. 3.

2.75 Beobachtungseinrichtungen

2.751 Übersicht

Für die uneingeschränkte Betrachtung einer Apparatur — wie sie ein Beobachter hätte, der sich frei innerhalb der strahlenabschirmenden Wände bewegen könnte — sind an die Beobachtungseinrichtungen folgende Forderungen zu stellen. Die Einblicksvorrichtungen müssen die Beobachtung in mindestens zwei zueinander senkrechten Richtungen gestatten, wobei eine Veränderung des Blickwinkels zu den beiden Hauptrichtungen noch möglich sein muß. Die Sicht muß farbecht und verzerrungsfrei sein, der optische Abstand muß verändert werden können, damit eine vergrößerte Betrachtung eines Objekts — gegebenenfalls bis zur mikroskopischen Beobachtung — möglich ist. Nur im Zusammenspiel verschiedener optischer Einrichtungen können diese Forderungen wenigstens annähernd erfüllt werden.



336.1 Master-Slave Servo-Manipulator Mod. 2. (Die Pfeile geben die Bewegungsmöglichkeiten an.) – Nach 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, S. 6, TID 5280.

Bei der Auswahl der lichtdurchlässigen Stoffe sind ihre Transmission, Reflexion, Refraktion und deren Abhängigkeit von der Wellenlänge zu berücksichtigen, wobei die Strahlenschutzwirkung bei gerader Durchsicht dieselbe wie die der umgebenden Wände sein muß. Damit die Tiefenausdehnung eines Fensters nicht zu groß wird, richtet sich das Interesse auf durchsichtige Substanzen, die in ihrer Halbwertsdicke mit Beton, Stahl oder anderen für den Strahlenschutz gebräuchlichen Stoffen vergleichbar sind. Darüber hinaus darf sich das Material unter dem Einfluß der Strahlung im Laufe der Zeit möglichst wenig in seinen optischen Eigenschaften verändern.

2.752 Fenster

Als Material für die Fensterfüllung kommen Wasser, konzentrierte wässerige Lösungen, Flüssigkeiten hoher Dichte und Gläser verschiedener Zusammensetzung in Frage. Bei der inneren Auskleidung der Fensterhalterungen muß eine eventuell vorhandene chemische Aggressivität der Lösungen oder Flüssigkeiten berücksichtigt werden.

Sauber destilliertes Wasser hat eine sehr gute Lichtdurchlässigkeit und ergibt bei monochromatischer Beleuchtung eine gute Auflösung. Seine Neutronenschutzwirkung ist gut, während für den Gamma-Strahlenschutz infolge der geringen Dichte sehr große Fensterdicken erforderlich sind, die bei der Abschirmung hochaktiver Stoffe mit

energiereicher Gamma-Strahlung gegen seine Verwendung sprechen. Man braucht etwa 2,5- bis 8mal dickere Fenster als bei einer äquivalenten Glas- oder Flüssigkeitsfüllung hoher Dichte.

Ein recht guter Schutz gegen Gamma-Strahlung wird durch eine hochgereinigte wässerige Lösung von Zinkbromid mit einer Dichte von 2,50 bis 2,54 g/cm^3 erreicht. Die optisch klare Lösung kann durch Luftzutritt und Strahlung oxydiert werden, wobei schon die Oxydation von spurenweise vorhandenem Eisen ebenso wie die durch Strahlung bewirkte Abscheidung freien Broms eine dunkle Färbung ergibt. Zur Vermeidung dieser störenden Strahlenwirkung genügt nach W. B. Doe[1]) eine Beimischung von 0,01 Gewichtsprozent Hydroxylaminhydrochlorid ($NH_2OH \cdot HCl$) als reduzierendes Agens. Durch die Zugabe dieser Stabilisatormenge wird die Dunkelfärbung einer 90 cm tiefen Lösungsschicht bis zu einer Gesamtdosis von etwa 10^7 r einer Co^{60}-Strahlung verhindert. Hierbei ist vorausgesetzt, daß durch Rühren die stark bestrahlten Teile der Lösung an der „heißen" Seite des Fensters mit den schwach bestrahlten Flüssigkeitsmengen an der Außenseite ausgetauscht werden.

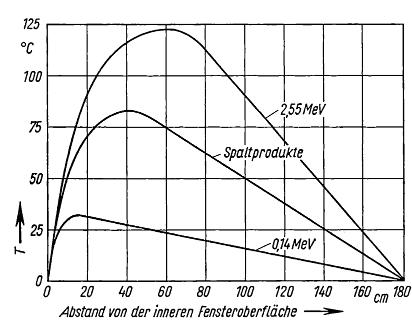
Bei Dosisleistungen über $5 \cdot 10^4$ r/h treten gasförmige Oxydationsprodukte der Zinkbromidlösung und des Stabilisators auf. Zur Beseitigung der die Sicht beeinträchtigenden Blasenbildung setzt man die Leistungsdichte der auf die Flüssigkeitsschicht treffenden Strahlung herab, indem man für die Innenwand des Fensters mehrere mit Cer stabilisierte Bleiglasplatten verwendet. Eine weitere Störung der Sicht kann dadurch verursacht werden, daß metallische oder organische Stoffe aus dem die Flüssigkeit umgebenden Material in Lösung gehen und eventuell einen Niederschlag ergeben. So bekommt man z. B. durch gelöstes Kobalt oder Nickel eine Verfärbung, durch Chrom eine Niederschlagstrübung und durch verschiedene organische Substanzen Verfärbung und Trübung. Einen ausgezeichneten Schutz hiergegen bietet eine Schicht von Teflon oder Silber an der Innenseite des Tanks.

Außer Zinkbromid sind noch eine große Zahl von wässerigen Lösungen und Flüssigkeiten wie z. B. Bleiacetat, Zinkchlorid, Methylenbromid, Acetylentetrabromid, Barium- und Quecksilberbromid u. a. ausprobiert worden, die sich aber aus Gründen der geringen Dichte, der Instabilität oder Toxizität nicht bewährten.

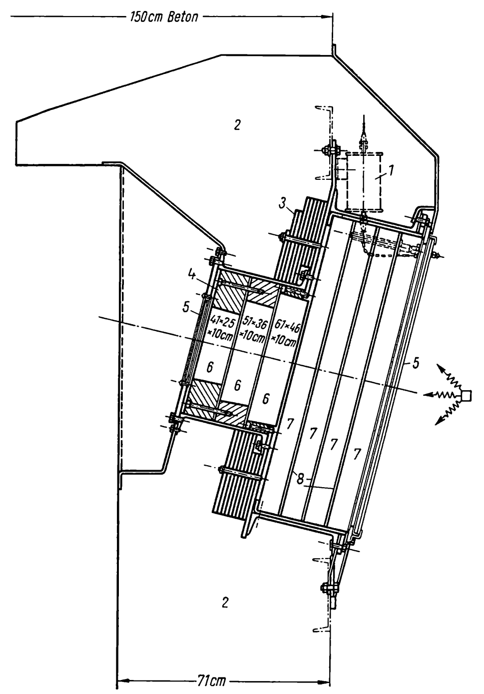
Da man bei Gläsern geeigneter Zusammensetzung höhere Dichten als bei Flüssigkeiten erreicht, werden zur Verringerung des Abstands zwischen Beobachter und Objekt vollständige Glasfenster oder eine räumlich geeignete Kombination von Glasplatten mit Flüssigkeitsschichten zur Abschirmung starker und energiereicher Strahlung benutzt. Aus Herstellungsgründen werden dickere Glasschichten aus einzelnen etwa 2,5 cm dicken und bis zu 3 bis 4 m^2 großen Platten zusammengesetzt. Um Verzerrungen, Bildfeldwölbungen, Kontrastverminderungen, Farbverfälschungen u. a. weitgehend auszuschalten, müssen die Platten optisch homogen, möglichst planparallel geschliffen und poliert, spannungsfrei und von guter gleichmäßiger Lichtdurchlässigkeit für einen großen Teil des sichtbaren Spektrums sein. Zur Vermeidung von Lichtverlusten durch Vielfachreflexionen werden die Zwischenräume zwischen den einzelnen Platten mit Öl von etwa derselben Brechzahl wie der des Glases ausgefüllt. Durch eine geeignete Halterung wird die thermische Ausdehnung der Glasscheiben und des Öls berücksichtigt. Bei einigen Glassorten konnte die Reflexion durch Oberflächenvergütung herabgesetzt werden.

Durch starke Gamma-Bestrahlung entstehen Farbveränderungen der Gläser, die die Lichtdurchlässigkeit erniedrigen. Um z. B. beim Durchblick durch ein Glasfenster, das bei einer Dosisleistung von 10^5 r/h eine Gesamtdosis von 10^8 r erhalten hat, den Innenraum in gleich heller Beleuchtung wie vor der Bestrahlung zu sehen, muß die Beleuchtungsstärke im Innern zur Kompensation der strahlenbewirkten Transmissionsver-

[1]) Doe, W. B., Fourth Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, Stabilizer Consumption in Zincbromide Windows. TID 5280: S. 78.



338.1 Abgeschätzte Temperaturerhöhung in einem dicken Glasfenster (Dichte 2,7 g/cm³) unter der Einwirkung einer Gamma-Bestrahlung von 10^6 r/h. — Nach 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, Suppl. 1, S. 87, TID 5280.



338.2 Fensterkonstruktion mit verschiedenen Glassorten und Kunststoffschichten. — Nach 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, Suppl. 1, S. 83, TID 5280. — 1 Ölausdehnungsgefäß, 2 Baryt-Beton, 3 Blei, 4 Gußeisen, 5 Glas, 6 Bleiglas, 7 Plexiglas, 8 Ölschicht

minderung des Glases um etwa den Faktor 10 erhöht werden. Da eine Verzehnfachung der Beleuchtungsstärke das Äußerste ist, was praktisch erreicht werden kann, ist das Fenster bei kontinuierlicher Gamma-Bestrahlung mit dieser Dosisleistung nach 1000 Stunden erneuerungsreif. Dieser Wert kann mit der Strahlungsenergie und der Glassorte etwas variieren.

Schätzt man die Temperaturerhöhung ab, die durch intensive Gamma-Bestrahlung in einem dicken Glasfenster entstehen kann (Fig. **338.1**), so ergibt sich in 43 cm Entfernung von der Innenseite bei 10^6 r/h (0,08 W/cm³) einer Strahlung von Spaltprodukten, die nach tausendstündiger Bestrahlung 10 Tage lang abgekühlt wurden, eine Temperatur von 85 °C. Bei derartig hohen Dosisleistungen muß zur Vermeidung thermischer Spannungen Luft- oder Wasserkühlung der Glasscheiben vorgesehen werden.

In Fig. **338.2** ist die Skizze eines von der Henford Atomic Products Corporation hergestellten Fensters dargestellt, das von einer kleinen Einblicksfläche aus durch die nach der Innenseite hin größer werdenden Glasscheiben die Durchsicht in einen großen Winkelbereich ermöglicht. Die gesamte Fenstertiefe beträgt 60 cm und bewirkt denselben Strahlenschutz wie 1,50 m Beton. Drei Bleiglasscheiben (Dichte 6,2 g/cm³) mit einer Gesamtdicke von ungefähr 29 cm geben einen Schutz gegen die Gamma-Strahlung und vier Scheiben aus Plexiglas von derselben Gesamtdicke schirmen hauptsächlich die Neutronenstrahlung ab. Die Bleiglasscheiben haben eine Oberflächenvergütung. Die Zwischenräume zwischen den Plexiglasscheiben sind durch Öl mit derselben Brechzahl wie der des Plexiglases ausgefüllt. Die Abhängigkeit der Lichtdurchlässigkeit vom Einfallswinkel gibt Tabelle **339.1**.

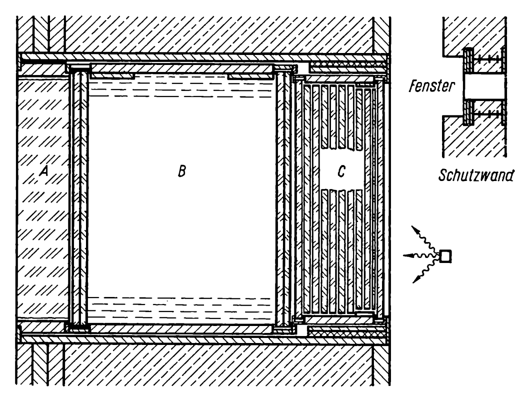
Fig. **339.**2 zeigt ein im Argonne National Laboratory gebautes Fenster, dessen Innen- und Außenseite flächengleich sind und den Durchblick aus verschiedenen Stellungen des Beobachters erlauben. Das an der Beobachterseite in *A* eingelassene Bleiglas mit der Dichte 6,2 g/cm³ ermöglicht eine Verkürzung der Fenstertiefe gegenüber der Betonwand bei gleicher Schutzwirkung. Teil *B* enthält stabilisierte Zinkbromidlösung und Teil *C* besteht aus einzelnen mit Cer stabilisierten Bleiglasscheiben von geringerer Dichte, die eine Blasenbildung der in *B* befindlichen Flüssigkeit verhindern.

339.1 Abhängigkeit der Lichtdurchlässigkeit des in Fig. **338.**2 dargestellten Fensters vom Einfallswinkel

Einfallswinkel	0°	30°	60°	75°
Durchlässigkeit %	47	45	40	24

2.753 Spiegel

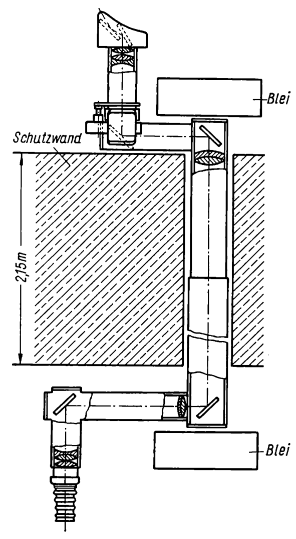
Eine Abwinkelung des optischen Strahlengangs durch Spiegel oder Prismen bringt gegenüber der geradlinigen Durchsicht den Vorteil, daß der biologische Strahlenschutz des Auges schon durch die indirekte Führung des Lichtweges erreicht werden kann. Der Nachteil besteht darin, daß der erreichbare Sehwinkel wesentlich kleiner als bei den oben beschriebenen großen Fensteröffnungen ist. Dies liegt darin begründet, daß die Lichtschutzkanäle, die bei einer allseitig geschlossenen Kabine durch die Wände geführt werden müssen, eine Schwächung der Schutzwand verursachen und infolgedessen nicht mit großem Querschnitt ausgeführt werden dürfen. Eine einmalige Reflexion wird wegen der radioaktiven Streustrahlung innerhalb des Lichtkanals nur ungenügenden Augenschutz bieten und außerdem durch das seitenverkehrte Bild die Beobachtung erschweren. Die Anbringung eines zweiten Spiegels im Innenraum ergibt ein seitenrichtiges Bild und ermöglicht durch Dreh- und Kippbewegungen eine Erweiterung des beobachtbaren Raumes.



339.2 Ein aus verschiedenem Material zusammengesetztes Fenster für intensive Gamma-Strahlung. — Nach 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, Suppl. 1, S. 89, TID 5280.

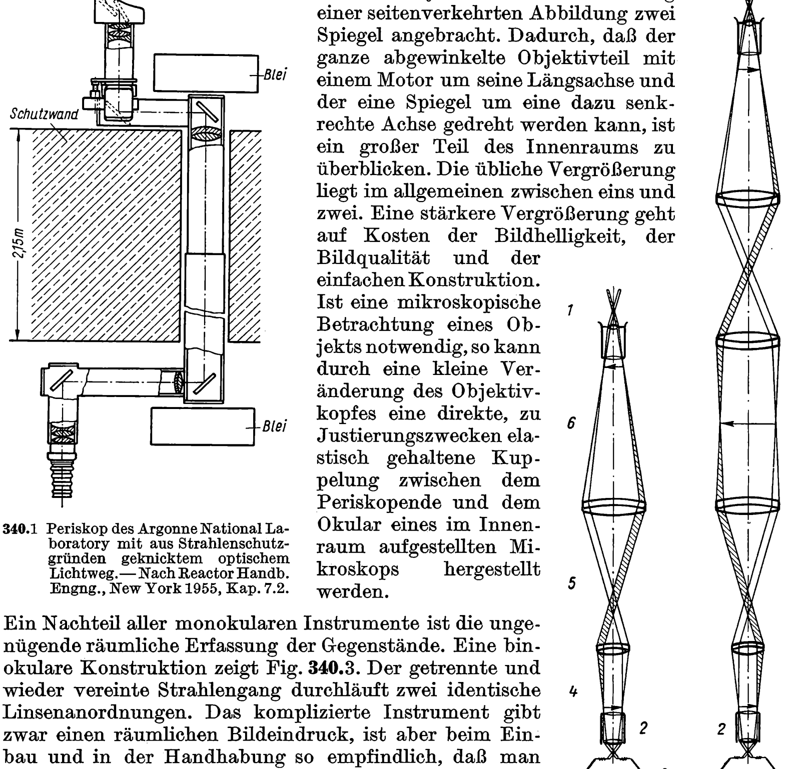
2.754 Periskope, Teleskope

Ergänzt man eine derartige Reflexionsanordnung durch den Einbau eines geeigneten Linsensatzes, so ergeben die variabeln Vergrößerungsmöglichkeiten eine oft notwendige Verbesserung der optischen Sicht. In Fig. **340.**2 ist der schematische Strahlengang eines einfachen Periskops gezeichnet, der aus zwei aufeinanderfolgenden Teleskopsystemen besteht. Im Bereich der parallelen Strahlenbündel kann die Länge des Instruments in gewissen Grenzen verändert werden. Sind die Schutzwände sehr dick, so läßt sich nach Fig. **340.**2b auch bei verhältnismäßig kleinem Linsendurchmesser eine größere Periskoplänge durch den Einbau zweier weiterer Linsen erreichen. Wie Fig. **340.**2a zeigt, gibt die Divergenz der parallelen Strahlenbündel im Zusammenhang mit dem Linsendurchmesser eine obere Begrenzung der Linsenentfernung. Im allgemeinen beträgt das Verhältnis von Länge zu Durchmesser maximal etwa 30 : 1. Fig. **340.**1 zeigt den Schnitt durch ein Periskop, dessen Lichtweg aus Strahlenschutzgründen viermal durch Reflexion geknickt ist.



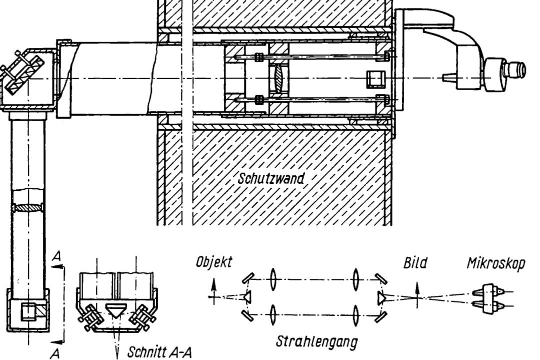
340.1 Periskop des Argonne National Laboratory mit aus Strahlenschutzgründen geknicktem optischem Lichtweg. — Nach Reactor Handb. Engng., New York 1955, Kap. 7.2.

Vor dem Objektiv sind zur Vermeidung einer seitenverkehrten Abbildung zwei Spiegel angebracht. Dadurch, daß der ganze abgewinkelte Objektivteil mit einem Motor um seine Längsachse und der eine Spiegel um eine dazu senkrechte Achse gedreht werden kann, ist ein großer Teil des Innenraums zu überblicken. Die übliche Vergrößerung liegt im allgemeinen zwischen eins und zwei. Eine stärkere Vergrößerung geht auf Kosten der Bildhelligkeit, der Bildqualität und der einfachen Konstruktion. Ist eine mikroskopische Betrachtung eines Objekts notwendig, so kann durch eine kleine Veränderung des Objektivkopfes eine direkte, zu Justierungszwecken elastisch gehaltene Kuppelung zwischen dem Periskopende und dem Okular eines im Innenraum aufgestellten Mikroskops hergestellt werden.



340.2 Strahlengänge von Teleskopanordnungen. — Nach Reactor Handb. Engng., New York 1955, Kap. 7.2. — 1 Austrittspupille, 2 Objektiv, 3 Eintrittspupille, 4 1. Teleskop, 5 Bereich paralleler Bündel, 6 2. Teleskop, 7 3. Teleskop

Ein Nachteil aller monokularen Instrumente ist die ungenügende räumliche Erfassung der Gegenstände. Eine binokulare Konstruktion zeigt Fig. 340.3. Der getrennte und wieder vereinte Strahlengang durchläuft zwei identische Linsenanordnungen. Das komplizierte Instrument gibt zwar einen räumlichen Bildeindruck, ist aber beim Einbau und in der Handhabung so empfindlich, daß man

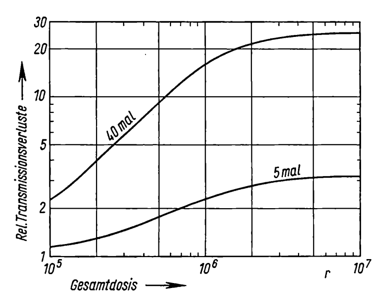


340.3 Eine schwach vergrößernde binokulare Periskopkonstruktion vom Argonne National Laboratory. — Nach Reactor Handb. Engng., New York 1955, Kap. 7.2.

genau prüfen sollte, ob eine Stereobeobachtung nicht zu umgehen oder durch Wechsel der Blickrichtung zu ersetzen ist.

2.755 Photographische Kameras

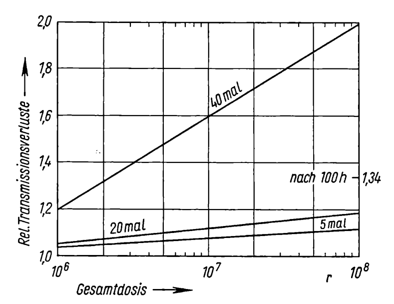
Für die photographische Aufnahme von Objekten sind lichtstarke Periskope mit eingebauter Kamera konstruiert worden, die es ermöglichen, den Innenraum bei wechselnder Vergrößerung zu beobachten und das scharf eingestellte Bild sofort zu photographieren. Hiermit lassen sich z. B. mikroskopische Bilder hochaktiver Materialien herstellen.



341.1 Die Verfärbung mikroskopischer Standardobjektive verschiedener Vergrößerung für λ_{Hg} = 546 nm bei der Strahlungsdosisleistung einer Co^{60}-Quelle von 10^5 r/h.— Nach 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, Suppl. 1, S. 102, TID 5280.

2.756 Strahlungseinwirkung auf die Lichtdurchlässigkeit der Objektive

Wie oben schon besprochen, sind unter Umständen auch bei diesen optischen Instrumenten die dem Innenraum am nächsten liegenden Glasteile sehr starker Bestrahlung ausgesetzt, die je nach Art, Dauer und Intensität eine erhebliche Verschlechterung der Lichtdurchlässigkeit erzeugen kann. In den Fig. **341.1** u. **341.2** ist auf der Ordinate das Verhältnis der optischen Durchlässigkeit eines unbestrahlten zu einem bestrahlten Objektiv in Abhängigkeit von der kontinuierlich eingestrahlten Gesamtdosis in Röntgen aufgetragen. Die Dosisleistung der Co^{60}-Quelle betrug für die mikroskopischen Standardobjektive der Fig. **341.1** 10^5 r/h und für die sog. strahlengeschützten Objektive der Fig. **341.2** 10^6 r/h. Die optische Durchlässigkeit ist für die Hg-Linie $\lambda = 546$ nm gemessen worden. Vergleicht man bei einer Gesamtdosis von 10^7 r die relative Verschlechterung der Transmission, so zeigt sich, daß das Objektiv aus strahlengeschütztem Glas mit 5facher Vergrößerung 3mal, mit 40facher Vergrößerung 16mal weniger Transmissionsverluste hat, als die entsprechenden Standardobjektive. Entfernt man die Objektive für einige Zeit aus dem Strahlungsfeld, so tritt eine gewisse Erholung ein, d. h. die Stärke der Verfärbung nimmt ab. Zum Beispiel fällt in Fig. **341.2** der Ordinatenwert 1,97 bei der Gesamtdosis 10^8 r nach 100 Stunden bei Zimmertemperatur auf 1,34 ab.



341.2 Die Verfärbung „strahlengeschützter" Mikroskopobjektive verschiedener Vergrößerung für λ_{Hg} = 546 nm bei der Strahlungsdosisleistung einer Co^{60}-Quelle von 10^6 r/h.—Nach 4. Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, Suppl. 1, S. 102 und S. 104, TID 5280.

2.757 Fernseheinrichtung

Eine einfache Fernseheinrichtung kann wohl kaum die Möglichkeiten ersetzen, die ein großes Fenster durch die Betrachtung der Apparatur aus verschiedenen Blickwinkeln bietet, es sei denn, die Fernsehkamera kann ferngesteuert verschiedene Stellungen im

Raum einnehmen. Auflösung und Kontrast des Fernsehbildes lassen sich — wenigstens vorläufig — noch nicht mit der Güte, die mit dem optischen System eines Periskops erreichbar ist, vergleichen. Auch kann man bei sehr stark radioaktiv strahlenden Objekten die Kamera nicht in großer Nähe des Objekts aufstellen, was aber durch ein Teleobjektiv ausgeglichen werden kann. Es ist gut denkbar, daß durch die voranschreitende Entwicklung diese Nachteile überwunden werden. Doch auch schon heute ist der Einsatz von Fernsehapparaturen in bestimmten Fällen zweckmäßig; so z. B. wenn es sich darum handelt, von einer Stelle aus mehrere weit auseinanderliegende Arbeitsgänge zu beobachten, oder wenn der Einbau von Fenstern und optischen Instrumenten aus räumlichen Gründen zu kompliziert oder im Fall einer Katastrophe die Zeit, einen strahlengeschützten Beobachtungsplatz einzurichten, zu knapp ist.

Zusammenfassende Literatur

Fourth Annu. Symp. on Hot Labor. and Equipm., Washington 1955, TID 5280: S. 11, Carlson, W. D., The Ge Man II Master-Slave-Manipulator. — S. 26, Richards, P., Brookhaven Mechanical Manipulator. — S. 91, Calkins, G. D., Lusk, E. J., u. Asanovich, G., The Design of Battelle's Hot Cell Facility. — S. 287, Du Temple, O. J., Farmakes, J. R., Malecha, R. F., u. Schraidt, J. H., Cost and Design Data of a 10 Curie High Alpha Junior Caves. — Suppl. 1, S. 61, Blomgren, R. A., u. Bohlin, N. J. G., Proposed Methods for Remote Transfer of Alpha and Gamma Active Materials into and out of High Level Caves. — Suppl. 1, S. 73, Ferguson, K. R., Windows for Remote Viewing. — Suppl. 1, S. 95, Ferguson, K. R., The Performance of Radiation Protected Microscope Objektives. — Genf. Ber. 1955, Bd. 7: S. 39, P/438, Spence, R., An Atomic Energy Radiochemical Laboratory-Design and Operating Experience. — S. 44, P/725, Fields, P. R., Youngquist, C. H., Hot Laboratory Facilities for a Wide Variety of Radiochemical Problems. — S. 49, P/673, Pravdyuk, N. F., Metal Research Hot Laboratory. — S. 57, P/672, Yakovlev, G. N., Dergunov, E. P., Reformazsky, I. A., u. Dedov, V. B., A Hot Analytical Laboratory. — S. 62, P/722, Garden, N. B., Laboratory Handling of Radioactive Material. — S. 67, P/723, Dismuke, S. E., Feldman, M. J., Parker, G. W., u. Ring, F., Hot Laboratory Facilities and Techniques for Handling Radioactive Material. — Reactor Handb. Engng. New York 1955: Kap. 7.1, S. 855, Goertz, R. C., Bevilacqua, Remote Handling. — Kap. 7.2, S. 875, Mack, G. S., Ferguson, K., R., u. Uecker, D. F., Remote Viewing. — Kap. 7.3, S. 909, Uecker, D. F., Hot Laboratories. — Nucleonics **14**, Nr. 3 (1956), 61: Kelman, L. R., Wilkinson, W. D., Shuck, A. B., u. Goertz, R. C., Handling Alpha-Active, Pyrophoric Material. — USAEC, Chemical Processing and Equipment, New York 1955.

2.8 Strahlungsabschirmung*)

2.81 Aufgabenstellung

2.811 Notwendigkeit

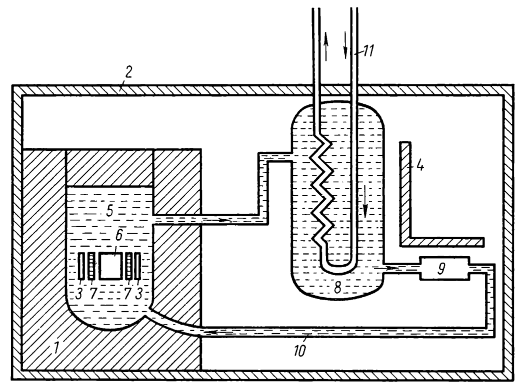
Bei der Planung von Kernreaktoren[1]) und den zugehörigen Anlagen ist ein wesentlicher Punkt der Schutz gegen die bei und nach dem Betrieb eines Reaktors auftretende intensive Neutronen- und Gamma-Strahlung. Zum Beispiel ist die Strahlungsintensität eines nicht abgeschirmten 100 MW-Reaktors so groß, daß noch in einer Entfernung von 1 km die Toleranzdosisleistung um etwa das Fünfzigfache überschritten wird. Durch die Abschirmung ist dafür zu sorgen, daß die Strahlenbelastung bereits unmittelbar am Reaktor die Toleranzdosis nicht übersteigt. Diese Aufgabe wird von der sog. biologischen Abschirmung erfüllt. An Forschungsreaktoren werden schärfere Forderungen gestellt: Außerhalb der Abschirmung soll der Strahlungspegel so

*) Verfaßt von W. Humbach und H. Weber, Erlangen.

[1]) In diesem Kapitel ist meist von der Abschirmung von Reaktoren die Rede. Sinngemäß ist das Gesagte jedoch für alle Strahlenquellen gültig.

niedrig sein, daß die physikalischen Messungen durch den aus dem Reaktor kommenden Strahlungsuntergrund nicht gestört werden.

In Reaktoren mit hoher Leistungsdichte sind empfindliche Stoffe oder Geräte vor Strahlung zu schützen, die die Materialeigenschaften verändert. Besonders können Meßfühler unter dem Einfluß zu hoher Strahlungsdichte ihre Eigenschaften verändern und so eine falsche, vor allem eine zu kleine Reaktorleistung vortäuschen. Durch Wahl der Abschirmung und des Aufstellungsortes kann jedoch die Strahlung einerseits schwach genug gemacht werden, um das Gerät nicht zu schädigen, andererseits kann erreicht werden, daß sie intensiv genug ist, um auch bei niedriger Leistung noch registrierbar zu bleiben.



343.1 Schema einer Abschirmung. — Nach Rockwell, Th., Reactor Shielding Design Manual, McGraw Hill, New York 1956. 1 Primäre biologische Abschirmung, 2 sekundäre biologische Abschirmung, 3 thermische Abschirmung, 4 Schattenabschirmung für kurzen Aufenthalt im abgeschirmten Raum, 5 Reaktorkessel, 6 Reaktorkern, 7 Reflektor, 8 Wärmetauscher, 9 Pumpe, 10 primärer Kühlkreislauf, 11 sekundärer Kühlkreislauf (nicht radioaktiv)

Durch Strahlenabsorption wird im Absorber die Temperatur merklich erhöht. Manche Materialien, z. B. Beton, können hierbei zerstört werden, und in Kesselwänden können zusätzliche thermische Spannungen erzeugt werden. Hiervor kann man sich durch Absorption eines großen Teiles der Strahlung in einem sog. thermischen Schild schützen. Eine weitere häufige Aufgabe ist die Filterung eines Strahlengemisches, z. B. um einen von Gamma-Strahlen und langsamen Neutronen freien Strahl schneller Neutronen zu erhalten.

Fig. **343.**1 zeigt das Schema einer Abschirmung.

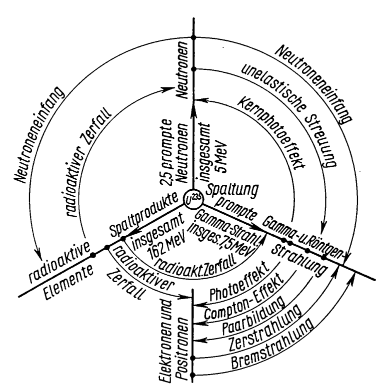
2.812 Allgemeines zur Berechnung

Der Entwurf einer Abschirmung setzt die genaue Kenntnis aller Strahlungsquellen und der Gesetze, nach denen die Strahlung geschwächt wird, voraus. Die Quellen primärer Strahlung im Reaktorkern kann man als hinreichend genau bekannt voraussetzen, während die Bestimmung der sekundären Strahlungsquellen (s. Fig. **344.**1) bereits in einfachster Geometrie Schwierigkeiten macht. Das exponentielle Schwächungsgesetz für monochromatische Strahlung ist nur in der sog. guten Geometrie (Fig. **344.**2, s. auch 1.3) streng gültig, weil in ihr die gestreute Strahlung eliminiert ist. Andererseits bringt die nur näherungsweise mögliche Lösung der Transportgleichung Unsicherheiten in die Rechenergebnisse, die für komplizierte Geometrien der Quellenverteilung oder der Abschirmung recht erheblich werden können. Es ist deshalb notwendig, die gemachten Fehler großzügig abzuschätzen und durch Sicherheitszuschläge obere Grenzen für den mindestens nötigen Aufwand zu gewinnen. Nach amerikanischem Brauch wird die Abschirmung etwa zwei Relaxationslängen, das sind allgemein ungefähr 10% der Dicke, dicker gemacht, als die Rechnung erfordert. Man erreicht dadurch eine weitere Schwächung um den Faktor 10.

Ist für eine Strahlungsquelle nur eine Schattenabschirmung vorgesehen, so ist die Streuung der Strahlung in der Luft und an den umgebenden Wänden zu berücksich-

tigen. Deshalb ist es manchmal auch zweckmäßig, wenn man die gefährdete Person ganz mit einer Abschirmung umgibt.

Vor Beginn einer Abschirmungsrechnung hat man festzulegen, welche Dosisleistungen (Dosis s. 2.9) an den verschiedenen Stellen einer Anlage maximal zulässig sind. Es ist wenig sinnvoll und kann zu kostspielig werden, Stellen, die nur selten und für kurze Zeiten oder nur nach Abschalten und Abkühlen des Reaktors betreten werden, genauso stark abzuschirmen wie andere Punkte am Reaktor, an denen sich ständig Personen aufhalten oder an denen für Meßzwecke ein besonders niedriger Störuntergrund aufrechterhalten werden soll.



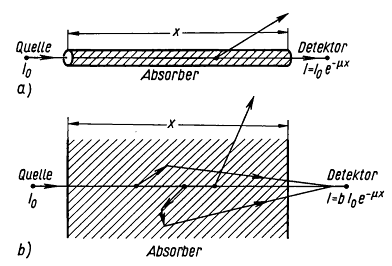
344.1 Strahlung in einem Reaktor. Bei der Kernspaltung entstehen Neutronen, Gamma-Strahlen und Spaltprodukte. Durch Wechselwirkung der Strahlung mit Materie und durch radioaktiven Zerfall der Spaltprodukte entsteht sekundäre Strahlung bzw. können weitere radioaktive Elemente gebildet werden. Dieser Vorgang kann sich während mehrerer Generationen wiederholen. Die ursprünglich vorhandene Energie wird dabei in immer kleinere Teile aufgespalten und verliert dadurch an Durchdringungsfähigkeit und biologischer Wirksamkeit.

Hat man also die maximal zulässige Dosisleistung als Funktion des Ortes festgelegt, so muß als nächstes für jede Stelle des Reaktors das notwendige Schwächungsvermögen der Abschirmung ausgerechnet werden. Dann wählt man unter Berücksichtigung der Kosten, der Verfügbarkeit, der technischen Nebenbedingungen usw. die am besten geeignete Materialkombination und -verteilung für die Abschirmung aus, mit der die gewünschte Schwächung der Strahlungen erreicht werden kann.

2.82 Arten von Strahlungen im Reaktor

2.821 Allgemeines

Etwa 80 % der bei der Spaltung freiwerdenden Energie wird von den Spaltprodukten als kinetische Energie mitgeführt, während der Rest in Form von Strahlung auftritt. Diese erscheint teilweise sofort (prompte Strahlung) oder erst beim Zerfall radioaktiver Spaltprodukte (verzögerte Strahlung). Es treten hierbei Neutronen, Gamma-Strahlung und Beta-Teilchen auf, in ganz wenigen Fällen auch Alpha-Teilchen.



344.2 Zur Erklärung des Zuwachsfaktors (s. 2.841). Im Falle a) wird jedes einmal gestreute Quant aus dem Strahlenbündel entfernt. Mehrfachstreuung ist nicht möglich. Im Falle b) kann ein mehrfach gestreutes Quant noch einen Beitrag zu I liefern.

2.822 Neutronen

Je Spaltung treten im Mittel 2,5 Neutronen mit einer Gesamtenergie von 5 MeV auf (s. 1.26). Ihr Energiespektrum läßt sich angenähert durch die normierte Verteilungsfunktion

$$n(E) = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \cdot \sinh \sqrt{2E/\mathrm{MeV}} \cdot e^{-E}$$

ausdrücken. Die mittlere Energie der Neutronen ist 2 MeV, jedoch kommen auch Energien bis zu 18 MeV vor (s. 1.26).

Die noch auftretenden verzögerten Neutronen spielen für die Abschirmung im Reaktorkern keine Rolle.

Photoneutronen von (γ, n)-Prozessen sind während des Reaktorbetriebs ebenfalls unwichtig, außerdem ist die Schwellenenergie für diesen Prozeß allgemein sehr hoch (> 8 MeV). Nur bei einigen Elementen kann die Bildung von Photoneutronen schon bei niedrigen Energien vor sich gehen. Wichtig sind vor allem folgende leichte Elemente: Be^9: 1,67 MeV; D: 2,23 MeV; O^{17}: 4,14 MeV; C^{13}: 4,95 MeV und Li^6: 5,5 MeV. Die Wirkungsquerschnitte für (γ, n)-Reaktionen sind jedoch so klein (Größenordnung mbarn), daß im Leistungsbetrieb die Photoneutronenproduktion auch bei den eben genannten Elementen im Moderator gegenüber der Bildung von Spaltneutronen zu vernachlässigen ist. Unter Umständen muß man jedoch die durch Gamma-Strahlung radioaktiver Spaltprodukte erzeugten Photoneutronen in der Messung berücksichtigen (s. 3.5), solange die Neutronenflußdichte beim Wiederanfahren eines Reaktors noch sehr klein ist.

Die Erzeugung von weiteren Neutronen durch (n, 2n)-Prozesse ist ebenfalls von untergeordneter Bedeutung. Die Gründe hierzu sind wieder die allgemein hohe Schwellenenergie und die relativ kleinen Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse.

In Kühlkreisläufen können zwei weitere Neutronenquellen wichtig sein. Bei homogenen Reaktoren, in denen die Brennstofflösung zur Kühlung umgepumpt wird, entstehen im Wärmetauscher, d. h. außerhalb des Reaktorkerns, verzögerte Neutronen. Ihre Energie liegt zwischen 0,25 und 0,67 MeV. Ferner entsteht in jedem sauerstoffhaltigen Kühlmittel (Luft, Wasser) aus O^{17} durch (n, p)-Prozeß N^{17}. Dieses radioaktive Isotop geht mit einer Halbwertszeit von 4,14 s unter Beta-Emission in einen angeregten O^{17}-Kern über, der sofort unter Aussendung eines Neutrons mit einer mittleren Energie von 0,9 MeV zerfällt. Der Wirkungsquerschnitt für diese O^{17} (n, p)-N^{17}-Reaktion ist für Spaltneutronen allerdings nur 7 μbarn, und außerdem ist O^{17} im natürlichen Isotopengemisch nur zu 0,04 % enthalten. In schwerem Wasser ist der Anteil dagegen höher.

345.1 Prompte Gamma-Strahlung je Spaltung in verschiedenen Energiebereichen $E \pm \Delta E$[2])

Energie E MeV	Zahl N der Quanten im Intervall ΔE je Spaltung	Energie $N \cdot E$ im Intervall ΔE je Spaltung MeV
	Intervallbreite $\Delta E = \pm$ 0,25 MeV	
0,5	3,1	1,55
1,0	1,9	1,9
1,5	0,84	1,26
2,0	0,55	1,1
2,5	0,29	0,725
3,0	0,15	0,45
3,5	0,062	0,217
4,0	0,065	0,26
4,5	0,024	0,108
5,0	0,019	0,095
5,5	0,017	0,0935
6,0	0,007	0,042
6,5	0,004	0,026
	Summe 7,03	Summe 7,83

2.823 Gamma-Strahlung

Nach den neuesten Messungen[1]) trägt die prompte Gamma-Strahlung bei der Spaltung eines U^{235}-Kernes insgesamt 7,8 MeV mit sich. In Tab. **345.1** ist die Verteilung der prompten Gamma-Strahlung auf diskrete Energiebereiche angegeben.

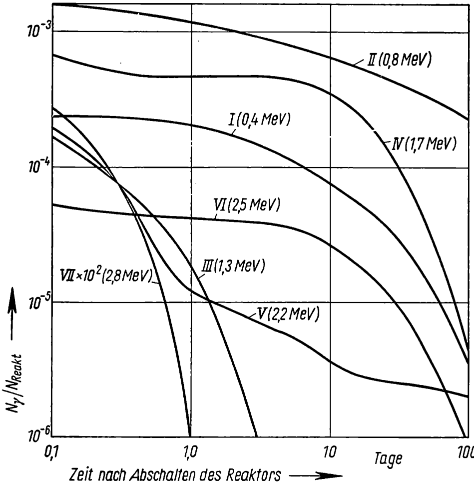
Die radioaktiven Spaltprodukte und deren Tochterelemente sind größtenteils Gamma-Strahler. Wegen der Vielzahl der möglichen Spaltprodukte ist das Energiespektrum dieser verzögerten Gamma-Strahlung sehr komplex. Ferner hängt natürlich die

[1]) Gamble, H. R., AEC Report ORNL-1620 (1953).
[2]) Rockwell, Th., Reactor Shielding Design Manual, New York 1956.

Strahlungsleistung und das Spektrum dieser Strahlung von der Betriebsdauer und der Zeit seit dem Abschalten des Reaktors ab[1]). Die Gamma-Strahlung verteilt man wieder in Gruppen auf verschiedene Energiebereiche (s. Tab. **346.1**).

346.1 Leistung der verzögerten Gamma-Strahlung während des Reaktorbetriebes je Einheit der Reaktorleistung. — Nach Th. Rockwell, Reactor Shielding Design Manual, New York 1956.

Gruppe	Energiebereich MeV	mittlere Energie MeV	$\mathcal{N}_\gamma/\mathcal{N}_{\text{Reakt}}$
I	0,1 ···0,4	0,4	$3{,}5 \cdot 10^{-3}$
II	0,4 ···0,9	0,8	1,9
III	0,9 ···1,35	1,3	3,2
IV	1,35···1,8	1,7	5,3
V	1,8 ···2,2	2,2	3,4
VI	2,2 ···2,6	2,5	1,44
VII	2,6 ···2,8	2,8	0,16
			$18{,}9 \cdot 10^{-3}$



346.2 Gamma-Strahlung der Spaltprodukte nach unendlicher Betriebsdauer. — Nach Rockwell, Th., Reactor Shielding Design Manual, McGraw Hill, New York 1956.

Die zeitliche Abnahme der Gamma-Strahlungsleistung nach dem Abschalten eines unendlich lange betriebenen Reaktors ist in Fig. **346.2** für dieselben Energiegruppen wiedergegeben. Extrapoliert man die Kurven aus Fig. **346.2** bis zur Zeit Null, so erhält man niedrigere Werte als die der Tab. **346.1**, Spalte 4, weil die große Zahl sehr kurzlebiger Strahler bei einer solchen Extrapolation nicht miterfaßt wird.

Es sei noch auf die bekannte Wigner-Way-Formel[2]) hingewiesen, die die Gamma-Strahlungsleistung $\mathcal{N}_\gamma\,(t,\,T_0)$ der Spaltprodukte als Funktion der Zeit t nach Abschalten des Reaktors gibt (s. auch 2.232 und 3.7234):

$$\mathcal{N}_\gamma(t,\,T_0) = 0{,}0315 \cdot \mathcal{N}_{\text{Reakt}} \times (t^{-0,2} - (t + T_0)^{-0,2});\ (t > 10\,\text{s}).$$

Hier ist $\mathcal{N}_{\text{Reakt}}$ die Leistung des Reaktors, T_0 seine Betriebsdauer; t und T_0 sind in Sekunden einzusetzen, $\mathcal{N}_\gamma$ und $\mathcal{N}_{\text{Reakt}}$ haben dieselbe Einheit.

2.824 Beta-Strahlung

Wegen der Vielzahl der Spaltprodukte und radioaktiven Tochterelemente (insgesamt etwa 180 verschiedene Beta-Strahler) ist das Energiespektrum der Beta-Strahlung außerordentlich kompliziert. Es kommen Beta-Energien bis zu 5 MeV vor. Außerdem entstehen bei der Absorption von Gamma-Strahlen immer Elektronen.

Der Beta-Strahlung kommt hinsichtlich der Abschirmung primär keine große Bedeu-

[1]) Untersuchungen darüber wurden durchgeführt von Moteff, J., Fission Product Decay γ-Energy Spectrum, AEC Report APEX-134 (1953); Clark, F. H., Decay of Fission Product Gammas, AEC Report NDA-27-39 (1954); Hunter, H. F., u. Ballou, N. E., AEC Report ADC-65 (1949) und Obenshain, F. E., u. Foderaro, A., AEC Report WAPD-P-652 (1956).

[2]) Wigner, E., u. Way, K., Phys. Rev. **70** (1946), 115.

tung zu, da man sich leicht gegen sie schützen kann. Schwierigkeiten kann dagegen die Bremsstrahlung machen, die in der Abschirmung von energiereichen Beta-Quellen entsteht.

2.83 Arten der Abschirmung

Die Auswahl des Schildmaterials richtet sich nach der Strahlung, gegen die man sich schützen will. Aus Abschn. 1.3 ist zu ersehen, daß die Wirksamkeit eines Absorbers für die beiden wesentlichen Strahlenarten eines Reaktors, Gamma-Strahlen und Neutronen, grundverschieden ist.

2.831 Gamma-Strahlung

Für einen bestimmten Stoff sind die linearen Absorptionskoeffizienten proportional zur Dichte. Dividiert man durch die Dichte, so erhält man den Massenabsorptionskoeffizienten (s. Tab. **A** 14), der in erster Linie Aufschluß über die Absorptionseigenschaften eines Mediums gibt. Die zum Abschirmen benötigte Schichtdicke ist um so kleiner, je größer der lineare Absorptionskoeffizient ist. Für die Materialmenge gilt dasselbe bezüglich des Massenabsorptionskoeffizienten. Wie aus Abschn. 1.3 hervorgeht, ist der Massenphotoabsorptionskoeffizient proportional der 2. bis 4. Potenz der Ordnungszahl des Absorbers, der Massenpaarbildungskoeffizient ist direkt proportional zur Ordnungszahl, während der Massenstreukoeffizient weitgehend unabhängig von der Ordnungszahl ist. Vom physikalischen Standpunkt aus sind also allgemein für die Absorption von Gamma-Strahlung, bezogen auf gleiche Dichte, Absorber mit hoher Ordnungszahl besser geeignet als solche mit niederer Ordnungszahl. Eine Ausnahme macht der Energiebereich, in dem die Compton-Streuung über die beiden übrigen Prozesse dominiert. Dieser Bereich wird mit wachsender Ordnungszahl enger. Zum Beispiel herrscht Compton-Streuung bei Al von 0,05 bis 10 MeV vor, bei Pb nur von 0,8 bis 3 MeV. Wie die Tabellen **345.1** und **346.1** zeigen, liegen die im Reaktor praktisch interessierenden Gamma-Strahlen zum größten Teil in diesen Bereichen. In schweren Elementen ist die auf einen Streuprozeß folgende Absorption wahrscheinlicher als in leichten Elementen, weil der Bereich der Photoabsorption schon bei höherer Energie des Streuquants erreicht wird (s. auch 1.3). Von großer Wichtigkeit ist in jedem Falle, daß der Absorber aus einem Material hoher Dichte besteht.

Gewöhnlich wird Blei zur Abschirmung kleinerer Gamma-Strahlenquellen verwendet sowie als Schutz gegen Streustrahlung, die von Streuung an Luft und Wänden herrührt. Für größere Strahlenquellen ist die alleinige Verwendung von Blei meist zu teuer. Stahl ist etwas billiger und wegen seiner relativ hohen Dichte ebenfalls ein guter Absorber. Wenn es nicht auf die Größe der Abschirmung ankommt, wie dies bei Reaktoren und Beschleunigern überwiegend der Fall ist, ist Beton weitaus am wirtschaftlichsten. Er ist wegen seines Wassergehalts auch zum Bremsen von Neutronen gut geeignet. Für Abschirmzwecke sind Betonsorten entwickelt worden, bei denen man durch Zuschläge von Eisen oder Baryt Dichten bis zu 5,6 g/cm³ erreicht hat. Eine Übersicht über einige Betonsorten und ihre Eigenschaften vermittelt Tab. **348.1**.

Auch ganz leichtes Material wie Wasser ist in ausreichender Schichtdicke gegen Gamma-Strahlung wirksam. So besteht beim Schwimmbadreaktor die Abschirmung nach oben nur aus Wasser.

In Fällen, in denen Raumbeschränkung eine besonders kleine Abschirmung notwendig macht, muß man auf extrem schweres Material zurückgreifen. Zum Beispiel ist bekannt, daß die amerikanischen Schiffsreaktoren mit Blei und Wismut abgeschirmt sind. Aus demselben Grund ist Wolfram in der Form von Sinterkörpern mit Cu-Ni als Bindemittel (sog. heavymet, Dichte bis 18,7 g/cm³) für Co^{60}-Quellen allen anderen zugänglichen Materialien überlegen.

Will man nur Gamma-Strahlung absorbieren, dagegen Neutronen möglichst ungeschwächt einen Absorber durchdringen lassen, dann eignet sich hierzu besonders Wismut wegen seines geringen Wirkungsquerschnitts für Neutroneneinfang.

348.1 Eigenschaften einiger Betonsorten. — Zusammengestellt aus The Reactor Handbook, New York 1955, Bd. 1, Physics, AECD-3645; Bd. 3, Materials AECD-3647; Rockwell, Th., Reactor Shielding Design Manual, New York 1956.

Betonsorte	Dichte	Relaxationslänge in cm für		Wärmeleitfähigkeit bei 100 °C	max. zulässige Temperatur	Druckfestigkeit
		2 MeV-Neutronen	3 MeV-Gamma-Quanten			
	g/cm³			cal/s · cm · °C	°C	kp/cm²
Portlandbeton	2,3	11,1	11,9	$4{,}13 \cdot 10^{-3}$	260	175 nach 7 Tg. 246 „ 28 „
Brookhavenbeton (Eisenerzzuschlag)	4,3	6,3	6,25	$6{,}6 \cdots 8{,}7 \cdot 10^{-3}$	max. Temperaturdifferenz zwischen Mitte und Oberfläche eines Zylinders mit 15,2 cm Durchmesser 194 °C	350 „ 7 „
W-1 Beton (Eisenerzzuschlag)	3,6	6,6	—	—	—	—
Barytbeton (Schwerspatzuschlag)	3,5	8,0	7,9	$4{,}14 \cdot 10^{-3}$	—	253 nach 28 Tg. 295 „ 112 „
MO-Beton (Zuschlag von Magnesiumoxychlorid u. Eisenphosphat)	5,6	6,0	4,5	$12 \cdot 10^{-3}$ bei 50 °C	330	300 ··· 700 nach 7 Tagen
M-1 Beton (Zuschlag von Colemanit, Eisen und Bor)	4,5	5,8	—	$7{,}45 \cdot 10^{-3}$	~330	—

2.832 Schnelle Neutronen

Schnelle Neutronen müssen abgebremst werden, bevor sie mit guter Ausbeute absorbiert werden können. Dazu sind Materialien mit Elementen kleiner Massenzahlen besonders geeignet. Durch unelastische Streuung (Kernanregung) können auch schwere Kerne Neutronen verlangsamen, solange die Energie der Neutronen über dem niedrigsten Anregungsniveau der streuenden Kerne liegt. Die bei der unelastischen Streuung entstehende Gamma-Strahlung ist zu berücksichtigen. Die so entstehenden sekundären Gamma-Quellen können namentlich für das energiereiche Ende des Neutronenspektrums tief in der Abschirmung liegen.

2.833 Langsame Neutronen

Mit Ausnahme von He^4 sind alle Elemente mehr oder weniger gut imstande, langsame Neutronen einzufangen (s. Tab. **A** 2). Einige Elemente wie B, Cd, In, Gd, Hf usw. haben außergewöhnlich große Einfangquerschnitte, sind als Absorber also besonders geeignet.

Die beim Neutroneneinfang freiwerdende Bindungsenergie wird entweder in Form von Gamma-Quanten vom Kern wieder ausgesandt, oder sie macht ein Proton oder ein Alpha-Teilchen frei. In den beiden letzten Fällen kann noch ein Gamma-Quant mit ausgesandt werden, dessen Energie aber meist relativ gering ist. Die geladenen schweren Teilchen werden ohne Folgestrahlung bereits nach Bruchteilen eines Millimeters abgebremst und sind also ungefährlich. Dagegen müssen die sekundären Gamma-Quanten abgeschirmt werden.

Bor als Neutronenabsorber vermeidet die mit den Sekundärquanten verbundenen Schwierigkeiten. Das zu einem Fünftel im natürlichen Bor enthaltene B^{10} hat für die Reaktion $_5B^{10}$ (n, α) $_3Li^7$ den Wirkungsquerschnitt 4000 barn. Der von einem Quant mit rund 0,5 MeV begleitete Einfang in $_5B^{11}$ hingegen hat einen um den Faktor 10^6 kleineren Wirkungsquerschnitt.

Die Gamma-Strahlung aus (n, γ)-Prozessen in Beton kann daher bereits durch einen geringen Borzuschlag unterdrückt werden. Es empfiehlt sich, vor der sog. biologischen Abschirmung einen guten Absorber für thermische Neutronen anzubringen, der den in den Beton eintretenden thermischen Neutronenfluß bereits so weit reduziert, daß nur noch der wesentlich schwächere Fluß schneller Neutronen im Beton abgeschirmt werden muß.

Speziell zur Abschirmung thermischer Neutronen wurde Boral entwickelt. Es besteht aus dem sehr dichten, harten und chemisch trägen Borcarbid (B_4C), das bis zu 50 Volumprozent in Aluminium suspendiert ist. In Platten (bis 0,65 cm) ausgewalzt und mit dünnen Aluminiumfolien überkleidet, kann es einfach gehandhabt und verarbeitet werden. 0,65 cm Boral schwächen den thermischen Neutronenfluß um etwa den Faktor 10^{10}. Die durch die Alpha-Teilchen erzeugte Wärme kann verhältnismäßig leicht abgeführt werden, da die Wärmeleitfähigkeit von Boral noch besser ist als die von Stahl. Außerdem ist der Preis von B_4C wesentlich niedriger als der von kristallinem oder amorphem Bor.

Anstelle des Borals kann man zur Abschirmung auch eine Borkarbidplastikmasse verwenden. Sie wird aus B_4C hergestellt, das bis zu einem Gehalt von 70% in Polyäthylen eingebettet wird[1]. Das feste Material läßt sich wie Leder verarbeiten.

2.834 Schutz vor Überhitzung und thermischen Spannungen

Der Absorber erwärmt sich bei der Absorption von Strahlung stets. Dabei können unzulässig hohe Temperaturen oder Temperaturgradienten (thermische Spannungen) entstehen. Beim Entwurf ist weiter darauf zu achten, daß sich die Wärmeleitfähigkeit unter dem Einfluß von Strahlung im allgemeinen verschlechtert. In Graphit kann die Wärmeleitfähigkeit z. B. um den Faktor ~ 50 abnehmen.

In Tab. **348**.1 sind für einige Betonsorten die maximal zulässigen Temperaturen angegeben, oberhalb deren der Beton durch Ausscheiden des Kristallwassers zerfällt.

Der Kessel um den Reaktorkern hat z. B. beim Druckwasserreaktor einen sehr hohen Druck auszuhalten. Daher muß weitere Beanspruchung durch thermische Spannungen in ihm weitgehend vermieden werden.

In solchen Fällen bringt man vor dem gefährdeten Bauteil eine für sich gekühlte thermische Abschirmung an. Diese besteht aus dichtem Material mit hohem Schmelzpunkt, wie z. B. Eisen, und reduziert die Strahlung so weit, daß keine Schädigung der dahinter liegenden Materialien mehr eintritt. Im MTR besteht der thermische Schild aus zwei 10 cm dicken Stahlschichten, die 10 cm Abstand voneinander haben. Im Zwischenraum zirkuliert Luft zur Kühlung. Wird der MTR mit seiner vollen Leistung von 30 MW betrieben, so werden im thermischen Schild 48 kW, im biologischen Schild nur noch 2 kW Wärmeleistung erzeugt.

[1] Rockwell, Th.: Reactor Shielding Design Manual, New York 1956.

2.835 Optimalisierung

Die Abschirmung einer Strahlenquelle kann nicht allein nach physikalischen Gesichtspunkten ausgelegt werden. Im allgemeinen spielen — wie schon erwähnt — die Kosten, die Verfügbarkeit von Materialien und die technischen Nebenbedingungen eine mindestens ebenso große Rolle.

Bei Strahlenquellen, deren Ausdehnung hinreichend klein ist gegenüber der benötigten Absorberdicke, ist das erforderliche Gewicht des Absorbermaterials grob proportional zur dritten Potenz der Absorberdicke. Bei Strahlenquellen dagegen, die groß sind gegenüber der benötigten Absorberdicke, ist das erforderliche Gewicht des Absorbermaterials etwa proportional zur Absorberdicke. Wirkliche Werte liegen zwischen diesen beiden Extremen.

In vielen praktischen Fällen hängt der Massenabsorptionskoeffizient für Gamma-Strahlen nicht wesentlich von der Ordnungszahl des durchstrahlten Mediums ab. Dies trifft z. B. weitgehend für die Gamma-Strahlung von Reaktoren zu. Bei großen Strahlungsquellen ist dann die Abschirmung mit dem niedrigsten Preis je Kilogramm die billigste. In dem anderen Extremfall darf die spezifisch schwerere Substanz um etwa das Quadrat des Dichteverhältnisses teurer sein als die leichte. Wegen der hierbei noch nicht berücksichtigten Abnahme der Strahlungsintensität mit dem Quadrat der Entfernung verschiebt sich das Ergebnis noch weiter zugunsten der spezifisch leichteren Substanz.

Während für ortsfeste Reaktoren das Gewicht und das Volumen gegenüber den Kosten meist eine untergeordnete Rolle spielen, kann bei den sehr kompakt gebauten beweglichen Reaktoren (Power-package-reactor oder Reaktoren für Schiffsantrieb) das Gegenteil richtig sein. Noch deutlicher wird dies bei Transportgefäßen für radioaktive Strahlenquellen und bei beweglichen Quellen für die Strahlungstherapie. Hier ist die Aufgabe, in einem vorgegebenen Absorbervolumen oder -gewicht möglichst viel strahlende Substanz auf eine zulässige Dosisleistung abzuschirmen.

Häufig ist es von Vorteil, die Abschirmung in Schichten von verschiedenen Materialien aufzuteilen. Durch Kombination von spezifisch schweren, aber teuren, und leichten, aber billigen Schichten können die Kosten, das Volumen oder das Gewicht optimalisiert werden. Auch spezifisch absorbierende Zwischenlager, in denen keine Sekundärstrahlung erzeugt wird (Bor erzeugt bei Neutroneneinfang fast keine Gamma-Strahlung, organische Stoffe beim Bremsen von Beta-Strahlung keine Bremsstrahlung), können die Optimalisierung wesentlich erleichtern. Zu beachten ist, daß aus Schichten hoher Ordnungszahl hauptsächlich durch Compton-Prozeß Elektronen austreten. Innerhalb der Elektronenreichweite wird dadurch die Dosisleistung erhöht.

Im allgemeinen ist es nicht zweckmäßig, den Reaktor mit dem radioaktiven primären Kühlkreis und den Wärmetauschern in nur einer Abschirmung unterzubringen. Durch getrennte Aufstellung spart man zunächst an Baumaterial, umbautem Volumen und Stützkonstruktion. Darüber hinaus erleichtert man aber auch den Zutritt zum primären Kreislauf mit seiner im Vergleich zur Reaktorstrahlung schnell abfallenden Aktivität. Ganz allgemein kann also von einem Kostenoptimum nur innerhalb der durch die technischen Nebenbedingungen gegebenen Möglichkeiten die Rede sein.

2.84 Theorie und Rechenmethoden

2.841 Schwächung von Gamma-Strahlung

Gamma-Strahlen treten durch verschiedene Prozesse mit Materie in Wechselwirkung (s. 1.3). Wesentlich für die Schwächung eines Gamma-Strahles in einem Absorber sind jedoch nur die Photoabsorption, die Compton-Streuung und die Paarbildung. Jeder

dieser Prozesse wird durch einen energieabhängigen Absorptionskoeffizienten μ charakterisiert, deren Summe $\mu_0 = \mu_{Ph} + \mu_C + \mu_P$ gemäß Gl. (1)

$$-\,\mathrm{d}N = \mu_0\, N\, \mathrm{d}x \tag{1}$$

die Verringerung der Teilchenflußdichte N eines Gamma-Strahlenbündels je Schichtdicke $\mathrm{d}x$ beschreibt. Durch Integration erhält man in Gl. (2)

$$N = N_0\, \mathrm{e}^{-\mu_0 x}, \tag{2}$$

die Zahl der Gamma-Quanten, die nach Durchlaufen der Schichtdicke x keine Wechselwirkung mit dem Absorber erlitten haben. Diese Zahl ist nur in der sog. guten Geometrie (Fig. **344**.2) gleich der Zahl der am Meßort tatsächlich noch vorhandenen Gamma-Quanten. Da durch Compton-Streuung nur die Energie und nicht die Zahl der Quanten verändert wird und da durch sekundäre Prozesse über Röntgenstrahlung und Bremsstrahlung anstelle der vernichteten Quanten neue entstehen, würde man mit Gl. (2) die Zahl der tatsächlich vorhandenen Gamma-Quanten zu niedrig berechnen. Gl. (1) ist also dann unvollständig, wenn nach der Gesamtzahl der in einem Strahl vorhandenen Quanten gefragt wird.

Durch die Energieänderung bei der Compton-Streuung und bei den sekundären Prozessen ändert sich das Spektrum der Gamma-Quanten. Monochromatische Strahlung wird deshalb bereits nach einigen Relaxationslängen in ein Spektrum auseinandergezogen. Der effektive Absorptionskoeffizient, mit dem man die Absorption gemäß Gl. (1) oder (2) allenfalls beschreiben könnte, ist also von der Geometrie, insbesondere von der Schichtdicke, abhängig.

Zuwachsfaktor. Diesen Verhältnissen trägt man dadurch Rechnung, daß man einen Korrekturfaktor, den „Zuwachsfaktor" b

$$N = b \cdot N_0\, \mathrm{e}^{-\mu_0 x} \tag{3}$$

einführt, der von der Energie der einfallenden Quanten, vom Material und der Schichtdicke abhängt. Rein formal erhält man diesen Zuwachsfaktor auch, wenn man in Gl. (1) μ_0 ersetzt durch

$$\bar{\mu} = \mu_0 - \frac{1}{b}\,\frac{\mathrm{d}b}{\mathrm{d}x}. \tag{4}$$

Je nach den am durchgehenden Strahl gemessenen Eigenschaften, d. h. je nach der Art des Detektors, lassen sich auch noch andere Zuwachsfaktoren definieren. Es sei $N(\vec{r}, \vec{\Lambda}, E)\, \mathrm{d}\Omega\, \mathrm{d}E$ die Zahl von Quanten im Energiebereich E bis $E + \mathrm{d}E$, die in Richtung des Einheitsvektors $\vec{\Lambda}$ in das Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega$ fliegen und im Punkt r je Zeiteinheit eine Einheitsfläche passieren, deren Normale die Richtung von $\vec{\Lambda}$ hat. Die Größe N nennen wir die Winkel-Teilchenflußdichte. Durch $J(\vec{r}, \vec{\Lambda}, E) = E \cdot N(\vec{r}, \vec{\Lambda}, E)$ ist die Winkel-Energieflußdichte definiert.

Ein Detektor mißt im allgemeinen nicht $N(\vec{r}, \vec{\Lambda}, E)$ bzw. $J(\vec{r}, \vec{\Lambda}, E)$, sondern

$$N^0(\vec{r}, E) = \int_\Omega N(\vec{r}, \vec{\Lambda}, E)\, \mathrm{d}\Omega$$

bzw.

$$J^0(\vec{r}, E) = \int_\Omega J(\vec{r}, \vec{\Lambda}, E)\, \mathrm{d}\Omega.$$

Wir unterteilen nun N^0 und J^0 in je einen Anteil $N_0{}^0$ und $J_0{}^0$, der von den ungestreuten, und einen Anteil $N_s{}^0$ und $J_s{}^0$, der von gestreuten Quanten herrührt:

$$N^0 = N_0{}^0 + N_s{}^0, \qquad J^0 = J_0{}^0 + J_s{}^0.$$

Mittels dieser Größen lassen sich dann unter sinngemäßer Anwendung von Gl. (3) folgende Zuwachsfaktoren definieren:

a) Teilchen-Zuwachsfaktor $$b_N(E) = \frac{\int_0^E N^0(E')\,\mathrm{d}E'}{\int_0^E N_0{}^0(E')\,\mathrm{d}E'}$$

b) Energie-Zuwachsfaktor $$b_E(E) = \frac{\int_0^E J^0(E')\,\mathrm{d}E'}{\int_0^E J_0{}^0(E')\,\mathrm{d}E'}$$

c) Energieabsorptions-Zuwachsfaktor $$b_A(E) = \frac{\int_0^E \mu_a(E')\,J^0(E')\,\mathrm{d}E'}{\int_0^E \mu_a(E')\,J_0{}^0(E')\,\mathrm{d}E'},$$

wobei $\mu_a\,(E)$ der Energieabsorptionskoeffizient in dem betreffenden Medium ist. Ist $\mu_a(E) = \mu_a^L(E)$ der Energieabsorptionskoeffizient in Luft, so erhält man den

d) Dosis-Zuwachsfaktor $$b_D(E) = \frac{\int_0^E \mu_a^L(E')\,J^0(E')\,\mathrm{d}E'}{\int_0^E \mu_a^L(E')\,J_0{}^0(E')\,\mathrm{d}E'}.$$

Für die Praxis der Abschirmung ist vor allem der Dosis-Zuwachsfaktor wichtig, weil mit seiner Hilfe die biologische Strahlenbelastung berechnet werden kann.

Im allgemeinen ist definitionsgemäß $b \geq 1$; für sehr dünne Absorber und für die sog. „gute Geometrie" (Vermeidung aller gestreuten Strahlung) ist $b = 1$, während im senkrecht zum Strahl ausgedehnten Medium mit größer werdendem Weg b gegen unendlich geht.

Die besten Daten über Zuwachsfaktoren für einige einfache Geometrien in verschiedenen Medien von unendlicher Ausdehnung sind bei H. Goldstein und J. E. Wilkins[1]) zu finden. In diesem Bericht ist auch für verschiedene Absorber die Änderung des Energiespektrums bei gegebener Anfangsenergie der Gamma-Quanten angegeben.

In Fig. **353.1** sind Dosiszuwachsfaktoren für einige Materialien als Funktion von $\mu_0 \cdot r$ für verschiedene Gamma-Energien aufgezeichnet.

Experimentelle Untersuchungen über die Energieverteilung von Gamma-Quanten in verschiedenen Absorbern und über Zuwachsfaktoren sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie[2]).

Da es häufig nötig ist, über räumlich verteilte Quellen zu integrieren, hat man verschiedene Ansätze zur analytischen Darstellung von b als Funktion der Entfernung gemacht. Zum Beispiel kann man b als Summe zweier Exponentialfunktionen darstel-

---

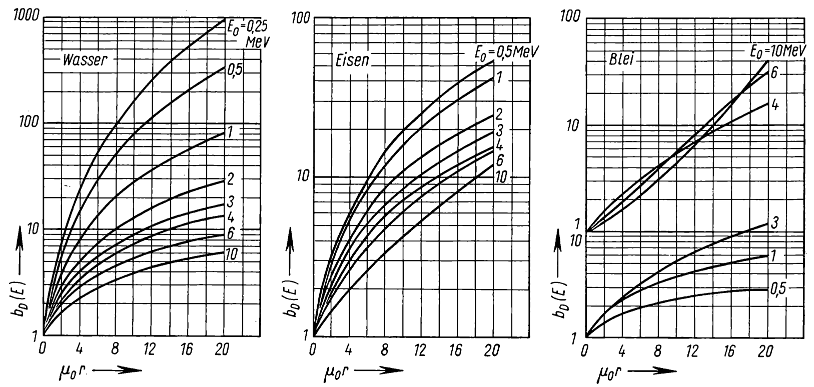
[1]) Goldstein, H., u. Wilkins, J. E., Calculations of the Penetration of Gamma-Rays, Final Report NYO-3075 (1954).

[2]) Weiss, M. M., u. Bernstein, W., Phys. Rev. **92** (1953), 1264; Hayward, E., Phys. Rev. **86** (1952), 493. — White, G. R., Phys. Rev. **80** (1950), 154. — Henley, E. J., Nucleonics **11**, Nr. 10 (1953), 41. — Dixon, W. R., Phys. Rev. **85** (1952), 498. — Elliot, J. O., Farrer, R. T., Myers, R. D., u. Ravilious, C. F., Phys. Rev. **85** (1952), 1048.

len[1]). Man kommt so auf formal gleiche Integrale wie für den ungestreuten Teilchenstrom:

$$b = A\,e^{-\alpha_1 \mu r} + (1 - A)\,e^{-\alpha_2 \mu r}.$$

Die drei auftretenden Parameter A, α_1 und α_2 sind so gewählt, daß die Übereinstimmung mit den vorhandenen Daten möglichst gut ist. Werte für Wasser, Eisen und Blei unter der Annahme isotroper Punktquellen sind in dem bereits erwähnten NBS-Bericht NYO-3075 zu finden.



353.1 Dosiszuwachsfaktor $b_D\,(E)$ für isotrope Punktquelle. μ_0 ist der totale Absorptionskoeffizient für Gamma-Strahlung mit der Energie E_0. — Nach Goldstein, H., u. Wilkins, J. E. jr., Calculations of the Penetration of Gamma Rays, Final Report NYO-3075.

Für viele Zwecke genügt es, b als lineare Funktion der Entfernung darzustellen:

$$b = 1 + \beta\,\mu\,r$$

bzw. für r-Werte, bei denen der zweite Summand groß gegen den ersten (die Eins) wird

$$b = \beta\,\mu\,r.$$

Natürlich haben diese beiden vereinfachten Formen des Zuwachsfaktors einen kleineren Anwendungsbereich als die vorhergehende. Bei Elementen mit mittleren Ordnungszahlen und bei Energien über 1 MeV zeigt sich jedoch, daß b als Funktion von r bis zu Werten von $\mu r = 15$ bis 20 recht gut durch eine Gerade darstellbar ist.

Gamma-Strahlung in geschichteten Medien. In einem geschichteten Medium können die für ein in Strahlrichtung unendlich ausgedehntes Medium berechneten b-Werte nur noch mit Vorbehalt verwendet werden. Ein Hauptgrund dafür ist, daß die Strahlung hinter der ersten Schicht nicht mehr monochromatisch ist und es daher schwierig wird, ihr in der zweiten Schicht in einfacher Weise ein b zuzuordnen. Ein weiterer Grund besteht darin, daß die Rückstreuung aus der zweiten Schicht in die erste von den Eigenschaften der zweiten Schicht abhängt.

Im einfachsten Fall grenzt der Absorber an ein Vakuum. Hier ist der Einfluß der Grenze auf die Gamma-Stromdichte in dem Gebiet, das weiter als eine Relaxationslänge von der Grenze entfernt ist, vernachlässigbar. In schwerem Material ($Z > 50$) spielt die Rückstreuung eine untergeordnete Rolle. An der Grenze zum Vakuum ist die Dosis daher praktisch dieselbe, wie wenn der Absorber in Strahlrichtung unendlich ausgedehnt wäre. Bei Absorbern aus leichtem Material dagegen hat die Rückstreuung einen

[1]) Taylor, J. J., Application of Gamma-Ray Build-up-Factor to Shield Design, WAPD Memo RM-217 (1954).

viel größeren Einfluß, weshalb b an der Grenze zum Vakuum merklich kleiner wird als bei unendlich ausgedehntem Absorber. Für 1 MeV-Quanten wird b höchstens um 40% kleiner. Für die meisten praktischen Zwecke dürfte diese Änderung als unbedeutend zu vernachlässigen sein.

Grenzen zwei oder mehrere Absorber aneinander, so ist die Reihenfolge der Medien wichtig für den gesamten Zuwachsfaktor. Folgt ein schweres Medium einem leichten, so bewirkt das schwere eine rasche Absorption der im leichten Medium gestreuten und dadurch energiearm gewordenen Quanten. Als Gesamtzuwachsfaktor nimmt man also zweckmäßigerweise den des schweren Materials. Bei umgekehrter Reihenfolge kann man das Produkt der beiden einzelnen Zuwachsfaktoren als Gesamt-Zuwachsfaktor annehmen: In schwerem Material werden die weichen Gamma-Quanten stark absorbiert. Die energiereichen Quanten aber werden bei der Streuung nur wenig in der Energie vermindert und aus ihrer Richtung abgelenkt und vergrößern somit den ungestreuten Strahlstrom ins zweite Medium.

Interpolation zwischen berechenbaren Daten. Fast immer weichen die praktischen Probleme nach Geometrie, Quantenenergie oder Ordnungszahl von denen ab, für die Daten oder Berechnungsmethoden bekannt sind. Man ist dann genötigt, zwischen den vorhandenen Daten zu interpolieren oder diese zu extrapolieren. Als Beispiel soll die häufig vorkommende Berechnung von Absorptionskoeffizienten und Zuwachsfaktoren für homogene Mischungen aus verschiedenen Elementen behandelt werden.

Zunächst geht es darum, für die vorliegende Mischung ein Ersatzelement — also eine effektive Kernladungszahl — zu finden, das für Streuung und Absorption von Gamma-Quanten weitgehend dieselben Eigenschaften hat wie die Mischung.

Um diese Rechnung durchzuführen, definieren wir zunächst einen Absorptionskoeffizienten je Elektron der Mischung durch

$$\mu' = \sum_i \beta_i \mu_i'.$$

Hier ist μ_i' der Absorptionskoeffizient je Elektron und β_i der relative Anteil der Elektronen des i-ten Elements mit der Kernladungszahl Z_i

$$\beta_i = \frac{\frac{a_i Z_i}{A_i}}{\sum_i \frac{a_i Z_i}{A_i}}.$$

a_i ist der Molenbruch der i-ten Komponente in der Mischung und A_i deren Atomgewicht. Nun trägt man μ' als Funktion der Energie E auf und sucht das Element, dessen Kurve $\mu' = \mu'(E)$ im betrachteten Energiebereich am besten mit derjenigen der Mischung übereinstimmt. Zur Kontrolle trägt man auch noch das Verhältnis von Absorptions- und Streuquerschnitt je Elektron als Funktion der Energie auf, da auch hier die Kurven für die Mischung und das Ersatzelement einander möglichst ähnlich sein müssen. Nach dieser Methode ergibt sich z. B. die Zahl 18 als effektive Kernladungszahl für gewöhnlichen Beton. Um weiter auch den Zuwachsfaktor zu bestimmen, hat man b für das vorgegebene μr als Funktion von Z aufzutragen und auf die soeben berechnete effektive Kernladungszahl zu interpolieren.

2.842 Schwächung von Neutronen

Vorkommende Prozesse. Für die Schwächung eines Neutronenstromes sind im wesentlichen drei Prozesse verantwortlich:

a) Elastische Streuung: Die Neutronen verlieren einen Bruchteil ihrer Energie, der vollständig in Form kinetischer Energie auf den gestoßenen Kern übergeht. Dabei

werden die Neutronen in ihrer Richtung abgelenkt. Namentlich in leichter Materie führt die elastische Streuung unter Bildung von Quellen thermischer Neutronen zur Schwächung des Stromes schneller Neutronen.

b) Unelastische Streuung: Ein Neutron gibt beim Stoß mit einem Atomkern einen Teil seiner kinetischen Energie als Anregungsenergie an diesen ab. Der so angeregte Kern geht unter Aussendung von Gamma-Strahlung wieder in den Grundzustand zurück. Die Energie des primären Neutrons muß mindestens so groß sein wie die Anregungsenergie des ersten Niveaus des Kernes. Bei der Streuung an schweren Kernen überwiegt der Energieverlust durch unelastische Streuung denjenigen durch elastische. Für die Abschirmung sind vor allem die bei der Streuung entstehenden sekundären Gamma-Quanten wichtig.

c) Neutroneneinfang: Ein Neutron wird eingefangen, und die dabei freiwerdende Bindungsenergie wird entweder als Gamma-Strahlung ausgesendet, oder es macht — im allgemeinen nur, wenn seine Energie genügend hoch, also wenn es schnell ist — ein Proton oder Alpha-Teilchen aus dem Kern frei. Der Neutroneneinfang ist der einzige Prozeß, bei dem Neutronen verschwinden. Die Wirkungsquerschnitte nehmen bis zu hohen Energien grob wie $1/\sqrt{E}$ ab, tragen also hauptsächlich im Gebiet thermischer Neutronenenergien zur Schwächung bei.

Thermische Neutronen. Durch Zumischen stark absorbierender Substanzen, z. B. Bor oder Kadmium, zum Absorber ist es immer möglich, thermische Neutronen schneller zu absorbieren als Gamma-Strahlen. Thermische Neutronen sind also nur insofern ein Problem, als sie beim Einfang im allgemeinen zu einer Quelle von Gamma-Strahlen werden, oder insofern, als sie in Kanälen oder einer thermischen Säule absichtlich aus dem Reaktor herausgeführt werden.

Schnelle Neutronen. Schnelle Neutronen bedürfen einer besonderen Untersuchung, da sie wegen der im allgemeinen sehr viel kleineren Wirkungsquerschnitte für Streuung und Absorption wesentlich durchdringender sind als thermische Neutronen. Mit Hilfe des totalen Wirkungsquerschnitts und eines Zuwachsfaktors läßt sich ein der Schwächung von Gamma-Strahlen analoges Schwächungsgesetz aufstellen. Da aber die Streuung den wesentlichen Teil aller physikalischen Prozesse ausmacht, kann der Zuwachsfaktor sehr groß werden. In leichten Substanzen mit hinreichend großem Einfangquerschnitt wirkt dem allerdings entgegen, daß ein einmal gestreutes Neutron nur noch eine geringe Aussicht hat, einen Absorber wieder zu verlassen. Meist vergrößert sich nämlich der noch im Absorber zurückzulegende Weg und durch den Energieverlust auch der Wirkungsquerschnitt für weitere Wechselwirkungen. In einem dicken Absorber aus leichtem Material kann man daher im allgemeinen jedes einmal gestreute Neutron praktisch bereits als absorbiert betrachten. Sind auch schwerere Elemente im Absorber vorhanden, so gilt im großen und ganzen dasselbe, da sie mit Ausnahme von Blei und Wismut einen beträchtlichen Wirkungsquerschnitt für unelastische Streuung haben.

Effektiver Beseitigungsquerschnitt. Bei einer konkreten Aufgabe hätte man nun die angedeuteten Prozesse im einzelnen zu verfolgen. Da aber weder die Theorie noch die experimentellen Daten hierfür ausreichen, geht man praktisch so vor, daß man einen effektiven Beseitigungsquerschnitt σ_r (auch Ausscheidequerschnitt genannt, in der amerikanischen Literatur mit „removal cross section" bezeichnet) für schnelle Neutronen definiert, mit dem die Neutronenstromstärke dann angenähert einem Exponentialgesetz folgt. In Tab. **356.**1 sind gemessene effektive Beseitigungsquerschnitte verschiedener Materialien für Spaltneutronen angegeben. Sie lassen sich über einen weiten Bereich der Atomgewichte $\mathsf{A} > 10$ durch die folgende Formel darstellen:

$$\sigma_r = (0{,}011\ \mathsf{A}^{2/3} + 0{,}56\ \mathsf{A}^{1/3} - 0{,}35)\ \text{barn}.$$

356.1 Effektiver Beseitigungsquerschnitt für Spaltneutronen. — Nach Th. Rockwell, Reactor Shielding Design Manual, New York 1956.

Material	σ_r barn	Material	σ_r barn	Material	σ_r barn	Material	σ_r barn/Molekül
Aluminium	1,31	Fluor	1,29	Wismut	3,49	C_2F_3Cl	6,6
Beryllium	1,07	Kohlenstoff	0,81	Wolfram	2,5	CH_2	2,8
Blei	3,5	Kupfer	2,04			B_4C	4,3
Bor	0,97	Lithium	1,01		barn/Molekül	$C_{30}H_{62}$	80,0
Chlor	1,2	Nickel	1,89			D_2O	2,8
Eisen	1,98	Sauerstoff	0,99	C_7F_{16}	26,3	H_2O	3,0

Sekundärstrahlung durch Neutroneneinfang. Eine weitere Schwierigkeit bei der Auslegung einer Abschirmung gegen Neutronen bringt die Tatsache mit sich, daß bei unelastischer Streuung und, was wichtiger ist, bei Einfang von Neutronen zum Teil sehr harte Gamma-Strahlung auftritt. Stellen, an denen Neutronen eingefangen werden, sind also gleichzeitig isotrope Quellen harter Gamma-Strahlung. Dies ist deshalb besonders gefährlich, weil die Neutronen teilweise erst nahe der Oberfläche der Abschirmung eingefangen werden. Die Gamma-Strahlung legt so nur einen kurzen Weg in der Abschirmung zurück und wird nur wenig geschwächt. In Graphit-Reaktoren (BEPO, Calder Hall) besteht die Gamma-Strahlung, die aus dem Reaktor kommt, fast ausschließlich aus Einfang-Gamma-Strahlung, herrührend vom Reflektor.

Herrscht an der Innenseite einer unendlich ausgedehnten Absorberschicht der Dicke d die Flußdichte Φ thermischer Neutronen, so ist die Stromdichte der durch Einfang entstehenden Gamma-Quanten unmittelbar hinter dem Absorber

$$J = \frac{\Phi \Sigma_a}{2\varkappa} e^{-\varkappa d} \left\{ \ln \left| \frac{\mu}{\mu - \varkappa} \right| + e^{\varkappa d} E_1(\mu d) - E_1[(\mu - \varkappa) d] + \beta \varkappa \frac{1 - e^{-(\mu - \varkappa) d}}{\mu - \varkappa} \right\}, \qquad (5)$$

mit

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^n} \, dt \qquad (u \geqq 0),$$

wenn man annimmt, daß je Einfang ein Gamma-Quant ausgesendet wird und die Streuung der Gamma-Quanten durch einen linearen Zuwachsfaktor $b = 1 + \beta \mu r$ berücksichtigt wird. $\varkappa$ ist die reziproke Diffusionslänge, Σ_a der makroskopische Einfangquerschnitt thermischer Neutronen in der Abschirmung, μ der totale Absorptionskoeffizient für die Einfang-Gamma-Quanten.

Die Berechnung der Gamma-Strahlung, die vom Einfang solcher Neutronen herrührt, die erst im Absorber abgebremst worden sind, nachdem sie als schnelle Neutronen in den Absorber eingetreten sind, ist schwierig, da die Theorie keine einfache Formel für die durch schnelle Neutronen verursachte thermische Neutronenflußdichte liefert. Eine gute Näherung erhält man aber[1]), wenn man die durch die schnellen Neutronen erzeugten Gamma-Quellen alle in einer Tiefe $\overline{\tau}_{th}/\lambda$ in der Abschirmung annimmt. Hierbei ist $\overline{\tau}_{th}$ das Fermialter der thermischen Neutronen (s. 3.21) in der Abschirmung und λ die Relaxationslänge schneller Neutronen.

2.843 Geometrie

Die rechnerische Behandlung von Abschirmungen ist, wie in 2.812 angedeutet wurde, nur für wenige, einfache Geometrien leicht durchführbar. Das Problem dabei ist das folgende:

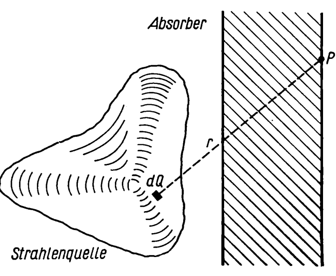
[1]) Glasstone, S.: Principles of Nuclear Reactor Engineering. S. 610, New York 1955.

Ein Element einer Strahlenquelle (Fig. **357.1**) sendet $\mathrm{d}Q$ Teilchen in der Zeiteinheit aus mit einer Richtungsabhängigkeit, die durch den Faktor G charakterisiert ist. Zum Beispiel ist $G = 1/4\pi$, wenn die Ausstrahlung kugelsymmetrisch erfolgt. r sei die Entfernung zwischen $\mathrm{d}Q$ und einem Punkt P, und dazwischen liege ein Medium mit dem totalen Absorptionskoeffizient $\mu(r)$ und dem Zuwachsfaktor $b(r)$. Vom Quellpunkt gelangt dann nach P der differentielle Beitrag zur Teilchenstromdichte

$$\mathrm{d}J = \mathrm{d}Q \cdot b(r) \cdot G \frac{\mathrm{e}^{-\int_0^r \mu(t)\,\mathrm{d}t}}{r^2}, \tag{6}$$

und die gesamte Teilchenstromdichte in P erhält man durch Integration über alle $\mathrm{d}Q$:

$$J = \int_Q \mathrm{d}Q \cdot b(r) \cdot G \frac{\mathrm{e}^{-\int_0^r \mu(t)\,\mathrm{d}t}}{r^2}. \tag{6a}$$



357.1 Zur Berechnung der Strahlung, die durch eine Strahlenquelle hinter einem Absorber im Punkt P erzeugt wird.

J ist eine „ungerichtete" Teilchenstromdichte, die gerichteten Anteile sind durch Gl. (6) beschrieben.

In Tab. **358.1** sind ohne Ableitung Formeln für J für verschiedene Quellverteilungen angegeben.

Als typisches Beispiel für die Methode soll die Berechnung von J im Fall einer kugelförmigen Quelle mit dem Radius R_0 explizit vorgeführt werden (Fig. **357.2** und **360.1**).

Es sei $\mathrm{d}Q = Q_V\,\mathrm{d}V$ mit konstantem Q_V; b sei ebenfalls konstant und $G = 1/4\pi$. Der Punkt P_3 im Inneren der Kugel sei um die Strecke d vom Kugelmittelpunkt entfernt. Um die Teilchenstromdichte in P_3 zu erhalten, unterteilen wir die Kugel durch eine kleinere Kugel mit dem Radius $R_0 - d$ in zwei Bereiche. Das Volumelement für die kleine Kugel ist $4\pi r^2\,\mathrm{d}r$, woraus sich als Beitrag der kleinen Kugel die Teilchenstromdichte

$$J_1 = Q_V\, b \int_0^{R_0 - d} \frac{\mathrm{e}^{-\mu_0 r}}{4\pi r^2} 4\pi r^2\,\mathrm{d}r = \frac{Q_V\, b}{\mu_0}\left(1 - \mathrm{e}^{-\mu_0 (R_0 - d)}\right)$$

ergibt.

357.2 Kugelquelle mit Selbstabsorption

Das Volumelement für die Integration über den Rest der Quelle ist ein Kugelschalensegment mit dem Volumen

$$\mathrm{d}V = 2\pi r^2 (1 - \cos\vartheta)\,\mathrm{d}r = \frac{\pi}{d}\, r\,[R_0^2 - (r - d)^2]\,\mathrm{d}r.$$

Das Restvolumen trägt also zur Teilchenstromdichte den Anteil

$$J_2 = Q_V\, b \left[\frac{1 - \mathrm{e}^{-\mu_0 (R_0 - d)}}{\mu_0} + \frac{1}{4d} \int_{R_0 - d}^{R_0 + d} \left(\frac{R_0^2 - d^2}{r} + 2d - r\right) \mathrm{e}^{-\mu_0 r}\,\mathrm{d}r\right] \quad \text{bei.}$$

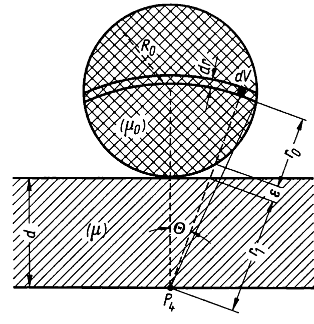
358.1 Formeln zur Berechnung von J für verschiedene Quellverteilungen

Quelle	G	J: $b = \text{const}$	J: $b = \beta \mu r$	Bemerkung
Punktquelle	$\frac{1}{4\pi}$	$J_{P_2} = Q_P b \frac{e^{-\mu d \sec\Theta}}{4\pi (d \sec\Theta)^2}$ (I)	$J_{P_2} = Q_P \beta \mu \frac{e^{-\mu d \sec\Theta}}{4\pi d \sec\Theta}$ (Ia)	Q_P = Quellstärke der Punktquelle; $\sec\Theta = (\cos\Theta)^{-1}$
Linienquelle	$\frac{1}{4\pi}$	$J_P = \frac{Q_L b}{4\pi d} [F(\Theta_1 \mu d) + F(\Theta_2 \mu d)]$ (II)		Q_L = Quellstärke der Linienquelle; $F(\Theta_1 x) = \int_0^{\Theta_1} e^{-x \sec t} dt$
Linienquelle	$\frac{1}{4\pi}$	$J_P = \frac{Q_L b}{4\pi a} [F(\Theta_1 \mu d) - F(\Theta_2 \mu d)]$ (III)		

Quelle		Ohne Aufbau		Mit Aufbau		Bemerkungen
Kreisscheibe als Flächenquelle	$\frac{1}{4\pi}$	$J_P = \frac{Q_F b}{2}[E_1(\mu d) - E_1(\mu d \sec\Theta)]$	(IV)	$J_P = \frac{Q_F \beta}{2}(e^{-\mu d} - e^{-\mu d \sec\Theta})$	(IVa)	Q_F = Quellstärke der Flächenquelle; $E_n(x) = x^{n-1}\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t^n}\,dt$
unendlich ausgedehnte Flächenquelle	$\frac{1}{4\pi}$	$J_P = \frac{Q_F b}{2} E_1(\mu d)$	(V)	$J_P = \frac{Q_F \beta}{2} e^{-\mu d}$	(Va)	$E_n(x) \to \frac{e^{-x}}{x}$ für große x
	$\frac{2\cos\vartheta}{2\pi}$	$J_P = 2 Q_F b\, E_2(\mu d)$	(VI)	$J_P = 2 Q_F \beta \mu d\, E_1(\mu d)$	(VIa)	Diese Flächenquellen entsprechen einer unendlich großen Volumquelle mit Selbstabsorption und konstanter Quellstärke
	$\frac{0{,}928(\cos\vartheta + \sqrt{3}\cos^2\vartheta)}{2\pi}$	$J_P = 0{,}928\, Q_F b[E_2(\mu d) + \sqrt{3}\, E_3(\mu d)]$	(VII)	$J_P = 0{,}928\, Q_F \beta \mu d \times [E_1(\mu d) + \sqrt{3}\, E_2(\mu d)]$	(VIIa)	bzw. die Quellstärke ist direkt proportional zum Abstand von der Oberfläche
Volumquelle	$\frac{1}{4\pi}$	$J_{P_1} = \frac{Q_V b}{2\mu_0}[E_2(\mu d) - E_2(\mu_0 a + \mu d)]$	(VIII)	$J_{P_1} = \frac{Q_V \beta}{2\mu_0} \times [e^{-\mu d} - e^{-(\mu_0 a + \mu d)}]$	(VIIIa)	Q_V = Quellstärke der Volumquelle
	$\frac{1}{4\pi}$	$J_{P_2} = \frac{Q_V b}{2\mu_0}\{2 - E_2(\mu_0 h) - E_2[\mu_0(a-h)]\}$	(IX)	$J_{P_2} = \frac{Q_V \beta}{2\mu_0} \times [2 - e^{-\mu h} - e^{-\mu(a-h)}]$	(IXa)	μ_0 = totaler Absorptionskoeffizient in der Quelle.
in x-Richtung unendlich ausgedehnte Volumquelle	$\frac{1}{4\pi}$	$J_{P_1} = \frac{Q_V b}{2\mu_0} E_2(\mu d)$	(X)	$J_{P_1} = \frac{Q_V \beta}{2\mu_0} e^{-\mu d}$	(Xa)	
	$\frac{1}{4\pi}$	$J_{P_2} = \frac{Q_V b}{2\mu_0}[2 - E_2(\mu_0 h)]$	(XI)	$J_{P_2} = \frac{Q_V \beta}{2\mu_0}(2 - e^{-\mu h})$	(XIa)	

Die gesamte Teilchenstromdichte in P_3 findet man dann durch Addition:

$$J_{P_3} = J_1 + J_2 = \frac{Q_V\, b}{\mu_0}\left[1 - \frac{1+\mu_0(R_0+d)}{4\mu_0 d}\, e^{-\mu_0(R_0-d)} + \frac{1+\mu_0(R_0-d)}{4\mu_0 d}\, e^{-\mu_0(R_0+d)}\right] + \frac{Q_V\, b}{\mu_0}\,\frac{\mu_0(R_0-d)\,\mu_0(R_0+d)}{4\mu_0 d}\,\{E_1[\mu_0(R_0-d)] - E_1[\mu_0(R_0+d)]\}. \qquad (7)$$



360.1 Kugelquelle mit Selbstabsorption und Absorberplatte

Als Sonderfälle sind in Gl. (7) mit $d = 0$ die „ungerichtete" Teilchenstromdichte im Mittelpunkt P_1 und mit $d = R_0$ die Strahlung im Randpunkt P_2 enthalten:

$$J_{P_1} = \frac{Q_V\, b}{\mu_0}\left(1 - e^{-\mu_0 R_0}\right) \qquad (8)$$

$$J_{P_2} = \frac{Q_V\, b}{2\mu_0}\left(1 - \frac{1}{2\mu_0 R_0} + \frac{e^{-2\mu_0 R_0}}{2\mu_0 R_0}\right). \qquad (9)$$

Wird die Kugel durch eine ebene Schicht der Dicke d nach außen abgeschirmt, so interessiert vor allem die Strahlung in dem der Kugel am nächsten gelegenen Punkt P_4 (Fig. **360.1**).

Vom Volumelement $\mathrm{d}V$ gelangt nach P_4 im Abstand $r = r_0 + \varepsilon + r_1$ der Beitrag

$$\mathrm{d}J = Q_V\, b\, \frac{e^{-(\mu_0 r_0 + \mu r_1)}}{4\pi\,(r_0 + r_1 + \varepsilon)^2}\,\mathrm{d}V.$$

Mit $\mathrm{d}V = 2\pi r^2 \sin\Theta \cdot \mathrm{d}\Theta \cdot \mathrm{d}r = 2\pi r^2\, \mathrm{d}r \cdot d/r_1^2 \cdot \mathrm{d}r_1$ wird

$$\mathrm{d}J = \frac{Q_V\, b}{2}\, e^{-(\mu-\mu_0)\, r_1} \cdot e^{\mu\varepsilon} \cdot e^{-\mu_0 r} \cdot \mathrm{d}r \sin\Theta\, \mathrm{d}\Theta.$$

Zu integrieren ist über r von $r_1 + \varepsilon$ bis $r_1 + \varepsilon + 2\sqrt{R_0^2 - (R_0+d)^2 \sin^2\Theta}$ und über r_1 von d bis $d \cdot \dfrac{R_0 + d}{\sqrt{(R_0+d)^2 - R_0^2}}$.

Das ergibt:

$$J = \frac{Q_V}{2\mu_0}\, b \cdot d \int\limits_{d}^{d\frac{R_0+d}{\sqrt{(R_0+d)^2 - R_0^2}}} \left(1 - e^{-2\mu_0 R_0 \sqrt{1 - \left(1 + \frac{d}{R_0}\right)^2 \sin^2\Theta}}\right) \cdot \frac{e^{-\mu r_1}}{r_1^2}\, \mathrm{d}r_1.$$

Dieses Integral kann man nur näherungsweise berechnen. Wir können $\sqrt{1 - \left(1 + \frac{d}{R_0}\right)^2 \sin^2\Theta}$ durch 1 ersetzen: Sobald nämlich der Wurzelausdruck merklich kleiner als 1 wird, werden $\frac{e^{-\mu r_1}}{r_1^2}$ und damit auch die Beiträge zum Integral aus großem Winkel Θ sehr klein. Als Resultat der Integration erhält man

$$J_{P_4} \approx \frac{Q_V}{2\mu_0}\, b\left(1 - e^{-2\mu_0 R_0}\right)\left[E_2(\mu d) - \frac{\sqrt{(R_0+d)^2 - R_0^2}}{R_0 + d}\, E_2\left(\mu d\, \frac{R_0 + d}{\sqrt{(R_0+d)^2 - R_0^2}}\right)\right]. \qquad (10)$$

2.844 Strahlungskanäle durch den Schild

Die Abschirmung eines Reaktors kann aus technischen Gründen nicht überall gleichmäßig sein. Kühlkreisläufe, elektrische Leitungen und mechanische Vorrichtungen z. B. zum Bewegen der Regelstäbe werden durch die Abschirmung geführt; der Re-

aktor muß mit Brennelementen beschickbar sein; Öffnungen zum Einführen zu bestrahlenden Gutes werden benötigt, bei Forschungsreaktoren neben zahlreichen Experimentierkanälen sogar Kanäle zum Herausführen freier Strahlen. Jede dieser Öffnungen ist für unerwünschte Strahlung ein bevorzugter Weg aus dem Reaktor, und die Kanäle bestimmen die Wirksamkeit einer Abschirmung ganz wesentlich. Besondere Sorgfalt erfordern hierbei noch zwei Punkte. Beim Gießen von Eisenbeton besteht die Gefahr, daß durch mangelnde Sorgfalt in der Nähe der Eisenkonstruktion unausgefüllte Luftkanäle, d. h. direkte Wege für die Strahlung offenbleiben. Ferner können Bau- oder Moniermaterialien dadurch zu einer Art Strahlenleiter werden, daß sie die Strahlung sehr viel schwächer absorbieren als die Abschirmung. Dies ist für Gamma-Strahlen z. B. bei der Durchführung von Stahl durch Blei der Fall oder für schnelle Neutronen längs einer in Wasser eingetauchten Eisenkonstruktion.

Diese Gefahren werden dadurch weitgehend vermieden, daß unerwünschte, aber unvermeidbare Strahlenkanäle niemals gerade durch die Abschirmung geführt werden. Mehrfache Knickung oder Schraubenform für durchgehende Kanäle reduzieren die durchgehende Strahlung stark, da nur vielfach gestreute Strahlung den Kanal durchlaufen kann. Zum Verschluß von Öffnungen sollen grundsätzlich Pfropfen mit Abstufungen verwendet werden. Die Wirkung einer solchen Stufe ist am größten, wenn sie bei der halben Absorberdicke liegt. Weitere Absätze bringen dann nicht mehr viel. Mit zunehmender Breite der Stufe bis zur doppelten Schlitzbreite nimmt die durchtretende Strahlung stark ab, jedoch wird die Wirkung der Stufe durch weitere Verbreiterung nicht mehr wesentlich verbessert.

Namentlich beim provisorischen Aufbau einer Abschirmung aus Beton- oder Bleisteinen muß darauf geachtet werden, daß die Abschirmung keine gerade durchgehenden Strahlenkanäle frei läßt. Schließlich ist zu berücksichtigen, daß sich die verschiedenen Strahlungsarten bezüglich ihrer Absorbierbarkeit gegensätzlich verhalten können. Zum Beispiel werden Gamma-Strahlen in Blei und Stahl stark absorbiert, während schnelle Neutronen diese Substanzen ohne große Verluste durchsetzen.

Näherungsformeln. Die rechnerische Behandlung der Fortleitung von Strahlung in Kanälen ist kompliziert, sofern sie überhaupt möglich ist. Eine ausführliche Behandlung dieser Frage sowie der Streuung von Strahlung um Schildkanten ist bei Rockwell[1]) gegeben. In Tab. **362.1** sind ohne Ableitung Faustformeln wiedergegeben, die für einige Standardfälle erlauben, die Wirkung von Kanälen wenigstens grob abzuschätzen.

2.845 Wärmeentwicklung in der Abschirmung

Jede Wechselwirkung der Strahlung mit Materie hat eine Energieübertragung auf die Atome des Absorbers zur Folge, und deshalb befinden sich immer da, wo Wechselwirkungen stattfinden, Wärmequellen. Die stationäre Temperaturverteilung, die durch diese Wärmequellen verursacht wird, beschreibt die Wärmeleitungsgleichung:

$$\lambda_w \Delta T + Q = 0.$$

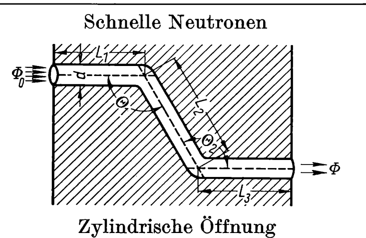
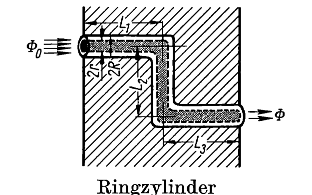
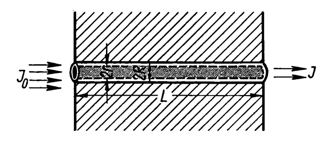
λ_w ist die Wärmeleitfähigkeit, Q die Wärmeleistungsquelldichte. Als Beispiel betrachten wir eine unendlich ausgedehnte Absorberschicht der Dicke d, die an eine ebene Gamma-Strahlenquelle angrenzt, die ihre Strahlung nur in einer Richtung aussendet. Die Wärmequellen sind dann gemäß $Q = Q_0 \, e^{-\mu_E x}$ exponentiell verteilt, wobei μ_E der Energieabsorptionskoeffizient im Absorber ist. Im vorliegenden Fall wird das Wärmeleitungsproblem eindimensional:

$$-\lambda_w \frac{d^2 T}{dx^2} = Q_0 \, e^{-\mu_E x}.$$

---

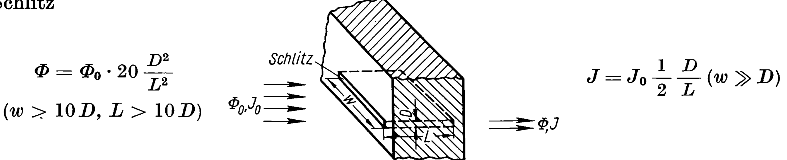
[1]) Rockwell, Th., Reactor Shielding Design Manual, New York 1956.

362.1 Formeln zur Abschätzung der Wirkung von Strahlungskanälen

Schnelle Neutronen	Gamma-Strahlung
 Zylindrische Öffnung $\Phi = \Phi_0 \, 10 \prod_{i=1}^{n} \left[\frac{1}{8} \left(\frac{d}{L_i} \right)^2 \frac{\alpha}{\sin \Theta_i} \right]$ α ist der Reflexionskoeffizient der Ecken (= 1,0 für Wasser) $(n-1)$ ist die Anzahl der Knicke	 Zylindrische Öffnung $J = \frac{J_0}{2} \cdot \frac{R^2}{L^2} \quad (R \ll L)$
 Ringzylinder $\Phi = \Phi_0 \cdot 10 \left[(2R^2 - r^2) \arccos \frac{r}{R} - r\sqrt{R^2 - r^2} \right]^n \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{L_i^2}$ $(n-1)$ ist die Anzahl der Knicke.	 Ringzylinder $\Phi = \Phi_0 \frac{1}{2\pi L^2} \left[(2R^2 - r^2) \arccos \frac{r}{R} - r\sqrt{R^2 - r^2} \right] (R^2 - r^2 \ll L^2)$.

Schlitz

$\Phi = \Phi_0 \cdot 20 \frac{D^2}{L^2}$ $(w > 10D,\ L > 10D)$



$J = J_0 \frac{1}{2} \frac{D}{L} \, (w \gg D)$

Die Integration ergibt mit den Randbedingungen $T = T_1$ bzw. T_2 für $x = 0$ bzw. d die Lösung

$$T - T_1 = (T_2 - T_1) \frac{x}{d} + \frac{Q_0}{\lambda_w \mu_E^2} \left[1 - e^{-\mu_E x} - \left(1 - e^{-\mu_E d} \right) \frac{x}{d} \right]. \tag{11}$$

Der erste Term auf der rechten Seite stellt die lineare Temperaturverteilung dar, die von der Temperaturdifferenz an den beiden Grenzen der Absorberschicht herrührt. Der zweite Term beschreibt die Wirkung der exponentiell verteilten Wärmequellen auf die Temperaturverteilung.

Die durch Gl. (11) beschriebene Kurve kann ein Maximum haben, und es ist aus

werkstofftechnischen Gründen oft wichtig zu wissen, an welcher Stelle dieses liegt und wie hoch die maximale Temperatur ist. Für die Stelle $x_{T\max}$ der maximalen Temperatur findet man

$$x_{T\max} = -\frac{1}{\mu_E} \ln\left[(T_1 - T_2) \frac{\lambda_w \mu_E}{Q_0 d} + \frac{1 - e^{-\mu_E d}}{\mu_E d} \right]$$

und hieraus durch Einsetzen in Gl. (11) die maximale Temperatur selbst.

Eine Überschlagsrechnung anhand der Daten der Tab. **348.**1 zeigt, daß schon bei recht geringen Strahlungsdichten in Betonabschirmungen Temperaturen entstehen können, die die zulässige Höchstgrenze überschreiten. Graphit kann besondere Schwierigkeiten machen, da neuerdings bekanntgeworden ist, daß sich seine an sich gute Wärmeleitfähigkeit unter dem Einfluß von Bestrahlung um ein bis zwei Zehnerpotenzen verschlechtern kann (s. 2.426). Auch in Kesselwänden werden beträchtliche Wärmemengen frei, die hier allerdings nicht zu wesentlichen Temperaturerhöhungen, aber dafür über den notwendig vorhandenen Temperaturgradienten zu unzulässigen Spannungen führen (s. 3.424).

In allen Fällen, in denen eine zu hohe Temperatur entsteht oder unter besonderen Umständen entstehen kann, muß durch Kühlung Vorsorge getroffen werden, daß die zulässigen Grenzen eingehalten werden. Im Falle des oben gegebenen Beispiels läßt sich die abzuführende Wärmestromdichte zu

$$-\lambda_w \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} = \frac{T_1 - T_2}{d} + \frac{Q_0}{\mu_E^2 d}\left(1 - e^{-\mu_E d} - \mu_E d e^{-\mu_E x}\right)$$

berechnen.

2.846 Abschirmung gegen nach außen transportierte Radioaktivität

Dadurch, daß der Reaktor mit äußeren Kreisläufen in materiellem Kontakt steht, werden unter Umständen beträchtliche Mengen Radioaktivität aus dem Reaktor transportiert.

Ein Beispiel hierfür ist die Aktivierung der Kühlmittel sowie der durch Korrosion oder Abrieb in sie aufgenommenen Fremdstoffe und die Verseuchung der Kühlmittel durch Spaltprodukte, letzteres besonders in homogenen Reaktoren. Das Kühlmittel transportiert die Radioaktivität in den Wärmetauscher, der daher so abgeschirmt werden muß, daß auch bei Zwischenfällen der Strahlungspegel außerhalb der Abschirmung noch unterhalb vorgeschriebener Grenzen bleibt.

Die Verschmutzung des Kühlmittels durch radioaktive Korrosionsprodukte kann weitgehend durch Ionenaustauscher beseitigt werden. Die Aktivität des verbleibenden Restes ist dann im allgemeinen sehr viel kleiner als die im Kühlmittel selbst durch Kernreaktionen induzierte. Für Wasser kann das Verhältnis der beiden Aktivitäten auf etwa 1 : 300 gebracht werden, für Natrium auf etwa 1 : 30000 (Rockwell).

Die spezifische Aktivität einer Flüssigkeit, die in einem Neutronenfluß zirkuliert, kann durch die Formel

$$A_k = \frac{\lambda N_v \sigma \Phi \left(1 - e^{-(\sigma\Phi + \lambda) t_1}\right)\left(1 - e^{-(k+1)(\sigma\Phi t_1 + \lambda T)}\right)}{(\sigma\Phi + \lambda)\left(1 - e^{-(\sigma\Phi t_1 + \lambda T)}\right)}$$

ausgedrückt werden.

Die Bedeutung der einzelnen Symbole ist: A spezifische Aktivität, k Zahl der Umläufe eines Volumelements der betrachteten Flüssigkeit im Kreislauf, λ Zerfallskonstante der aktivierten Kerne, N_v Zahl der betrachteten Kerne in der Volumeinheit der Flüssigkeit, Φ Neutronenflußdichte, σ Aktivierungsquerschnitt der betrachteten Kerne, t_1 Zeit, die jeder Kern dem Neutronenfluß ausgesetzt ist, T Dauer eines vollständigen Umlaufs.

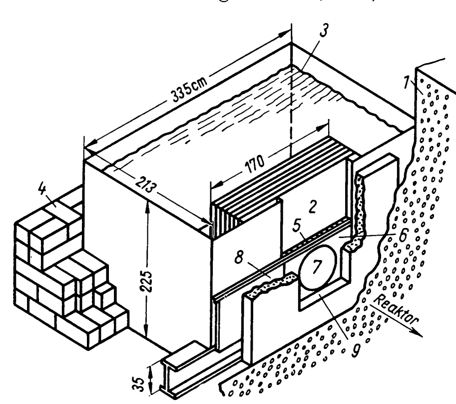
Besondere Bedeutung kommt allen Maßnahmen zu, die dem Schutz gegen die Strahlung dienen, die beim Entladen und Transport bestrahlter Brennelemente vorkommt.

Man bedient sich heute komplizierter, stark abgeschirmter und kontinuierlich gekühlter Entlademaschinen und transportiert die bestrahlten Elemente nach Möglichkeit unter Wasser.

2.85 Modellversuche

Die Schwierigkeiten bei der Berechnung von Abschirmungen und die Unsicherheiten, die durch die meist nur näherungsweise durchführbaren Rechnungen entstehen, machen Modellversuche über den Wert verschiedener Abschirmungsanordnungen und Materialien erforderlich.

Speziell zu diesem Zweck wurden in den USA, Großbritannien und der USSR mehrere Reaktoren gebaut. So hat man z. B. mit dem unter dem Namen Swimming-pool bekannten Bulk Shielding-Reactor (s. 3.6) eine intensive Strahlungsquelle zur Verfügung, deren Strahlungsstärke mit der Leistung des Reaktors veränderlich ist. Dies und der große Raum, der in dem Bassin zur Verfügung steht, erlaubt es, Modellversuche im Maßstab 1 : 1 durchzuführen.



364.1 Vorrichtung für Abschirmungsexperimente am X-10-Reaktor. — Nach Glasstone, S., Principles of Nuclear Reactor Engineering, D. van Nostrand, New York 1955. 1 Reaktorabschirmung, Beton, 2 zu untersuchende Abschirmung, 3 Wasserspiegel, 4 Betonblöcke, 5 Uranplatte, 6 Blende, 7 Quelle 70 cm Durchmesser, 8 Verschluß, 9 Neutronenkanal

Für Modellversuche in kleinerem Maßstab mit kleinerer Strahlungsstromstärke genügen Vorrichtungen wie die Lid-Tank-Shielding-Facility (LTSF) am X-10 in Oak Ridge (s. Fig. **364.1**). Hier bedeckt eine runde Platte von 70 cm Durchmesser, die aus einer Anordnung von flachen Brennelementen aus Natururan oder angereichertem Uran besteht, das äußere Ende eines Kanals, der durch die Betonabschirmung des X-10-Reaktors führt. Thermische Neutronen, die durch diesen Kanal aus dem Reaktor austreten, spalten U^{235}-Kerne in der Uranplatte, und ein großer Teil der auf diese Weise erzeugten Neutronen und der Gamma-Strahlung gelangt in einen anschließenden Wassertank, in dem sich die zu untersuchende Abschirmung befindet. Der Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß man hier eine endliche, kreisrunde, ebene Quelle zur Verfügung hat. Daten, die man mit einer solchen Quelle erhält, lassen sich leicht auf andere Quellgeometrien transformieren[1]). Ein Nachteil allerdings ist die geringere Strahlungsstärke dieser Strahlungsquelle.

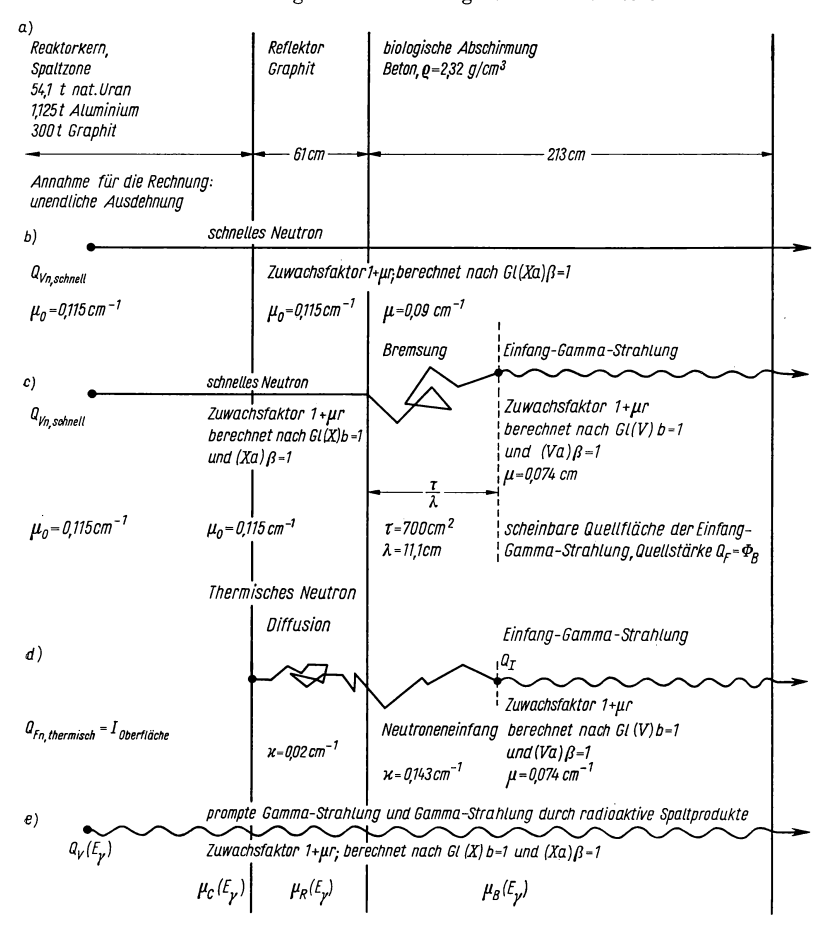
2.86 Beispiel

Als Beispiel für die bisherigen Erörterungen wollen wir die Strahlung außerhalb der Abschirmung des X-10-Reaktors berechnen. Wir schicken eine schematische Darstellung (Tab. **365.1**) der Abschirmung dieses Reaktors voraus, deren Einzelheiten in den folgenden Punkten a) bis e) erläutert werden.

a) Daten des Reaktors. Leistung: 4 MW; Brennstoff: 54,1 t natürliches Uran, das mit insgesamt 1,125 t Aluminium umhüllt ist; Moderator: 300 t Graphit; Volumen des Reaktor-

[1]) The Reactor Handbook Bd. 1, Physics, S. 677ff.

365.1 Schematische Darstellung der Abschirmung des X-10-Reaktors



kerns: $1{,}95 \cdot 10^8\ \mathrm{cm}^3$; Reaktorkernoberfläche: $2{,}2 \cdot 10^6\ \mathrm{cm}^2$; Reflektor: 61 cm Graphit; Abschirmung: 213 cm Beton der Dichte 2,32 g/cm³; $k_\infty - k_{\text{eff}}$ (s. 3.2) $= 1{,}07 - 1{,}02 = 0{,}05$.

Die Zahl Z_{sp} der Spaltungen je Zeit- und Volumeinheit ergibt sich aus der Leistung des Reaktors $\mathcal{N}_{\text{Reakt}}$, aus der Energie $E_{\text{sp}} = 200$ MeV je Spaltung und aus dem Volumen V der Spaltzone (Reaktorkern) zu

$$Z_{\text{sp}} = \frac{\mathcal{N}_{\text{Reakt}}}{V \cdot E_{\text{sp}}} = 6{,}35 \cdot 10^8\ \mathrm{cm}^{-3}\ \mathrm{s}^{-1}.$$

Daraus errechnet sich die räumliche Produktionsrate und damit die Quelldichte der schnellen Neutronen zu

$$Q_{V,\text{n, schnell}} = 2{,}5 \cdot Z_{\text{sp}} = 1{,}6 \cdot 10^9\ \mathrm{cm}^{-3}\ \mathrm{s}^{-1}.$$

Von den insgesamt im Reaktorkern erzeugten Neutronen $Q_{V,\mathrm{n,schnell}} \cdot V$ verläßt der Bruchteil $(k_\infty - k_{\mathrm{eff}})/k_\infty$ den Reaktorkern durch seine Oberfläche F, so daß dort eine nach außen gerichtete Neutronenstromdichte

$$J_{\mathrm{Oberfläche}} = \frac{k_\infty - k_{\mathrm{eff}}}{k_\infty} \cdot \frac{Q_{V,\mathrm{n,schnell}} \cdot V}{F} = 6{,}6 \cdot 10^9 \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$$ herrscht.

Außer Neutronen treten durch die Oberfläche des Reaktorkerns die prompte Gamma-Strahlung, die Gamma-Strahlung der Spaltprodukte und die Einfang-Gammastrahlung. Die beiden erstgenannten können aus Tab. **345.**1 und Tab. **346.**1 abgelesen werden. Ihre Quelldichte ist in Tab. **366.**1 für verschiedene Energieintervalle summiert.

366.1 Quelldichte der prompten Gamma-Strahlung und der Gamma-Strahlung der Spaltprodukte

Mittlere Energie des Energie-Intervalls E_γ MeV	Quelldichte im Energie-Intervall $\Delta Q_{V,\gamma}$ MeV/cm³ · s
1	$5{,}06 \cdot 10^9$
2	$3{,}02 \cdot 10^9$
3	$0{,}951 \cdot 10^9$
4	$0{,}303 \cdot 10^9$
5	$0{,}129 \cdot 10^9$
6	$0{,}086 \cdot 10^9$
7	$0{,}016 \cdot 10^9$

Die Zahl der Neutroneneinfangprozesse je Zeit- und Volumeinheit Z_e in einem Konstruktions- oder Verunreinigungsmaterial mit dem Atomgewicht A, das mit der Masse m in den 54,1 t Uran enthalten ist und den Einfangquerschnitt σ_e besitzt, kann durch eine einfache Verhältnisgleichung aus der Zahl der Spaltungen und dem Spaltquerschnitt für natürliches Uran $\sigma_{\mathrm{sp}} = 4{,}18$ barn errechnet werden:

$$Z_e = Z_{\mathrm{sp}} \cdot \frac{\sigma_e}{4{,}18\,\text{barn}} \cdot \frac{238}{\mathsf{A}} \frac{m}{54{,}1\,\text{t}}.$$

b) Dosisleistung der schnellen Neutronen. Um die Dosisleistung der schnellen Neutronen an der Außenfläche der Abschirmung zu berechnen, behandeln wir den Reaktor als eine unendlich große Neutronenquelle mit Selbstabsorption. Da es sich um schnelle Neutronen handelt, ist der für den Reaktor und den Reflektor einzusetzende Absorptionskoeffizient identisch mit dem Streukoeffizienten für Graphit $\mu_0 = 0{,}115\ \text{cm}^{-1}$. Für die Absorption in dem Betonschild ist der effektive Absorptionskoeffizient $\mu = 0{,}09\ \text{cm}^{-1}$, d. h. eine Relaxationslänge von $\lambda = 11{,}1$ cm, zu verwenden (vgl. Tab. **365.**1). Daß ein gestreutes Neutron zwar Energie verloren hat, aber immer noch als schnelles Neutron zu rechnen ist, berücksichtigt man durch einen Zuwachsfaktor, für den wir hier die Form $b = 1 + \mu r$ ansetzen. In den Gl. (X) und (Xa) der Tab. **358.**1 sind daher $b = 1$ und $\beta = 1$ zu setzen und die beiden entsprechenden Anteile zu addieren.

366.2
Produktionsrate je Volumeinheit der Einfang-Gamma-Strahlung

Atomkern	Energie der Gamma-Quanten E_γ MeV	Zahl der Gamma-Quanten je Einfang	Quelldichte der Einfang-Gamma-Strahlung MeV/cm³ · s
U^{235}	1	2	$2{,}3 \cdot 10^8$
	3	1	$3{,}45 \cdot 10^8$
U^{238}	1	2	$8{,}38 \cdot 10^8$
	3	1	$1{,}26 \cdot 10^9$
C	5	1	$3{,}76 \cdot 10^8$
Al	2	0,13	$1{,}69 \cdot 10^6$
	4	0,77	$1{,}59 \cdot 10^7$
	6	0,21	$8{,}13 \cdot 10^6$
	7,72	0,35	$1{,}75 \cdot 10^7$

Im vorliegenden Fall (schnelle Neutronen) zeigt sich, daß der Anteil von Gl. (X) gegenüber dem von Gl. (Xa) vernachlässigt werden kann. Nach Gl. (Xa) errechnet man aus $Q_{V,\mathrm{n,schnell}}$ eine Neutronenstromdichte

$$J_{\mathrm{außen}} = \frac{1{,}6 \cdot 10^9\,\text{cm}^{-3}\,\text{s}^{-1}}{0{,}23\,\text{cm}^{-1}} \mathrm{e}^{-(0{,}115 \cdot 61 + 0{,}09 \cdot 213)} = 2{,}8 \cdot 10^{-2}\,\text{Neutronen/cm}^2 \cdot \text{s}.$$

Dem entspricht eine Dosisleistung (s. 2.9)

$$\dot{D}_{\mathrm{n,schnell}} = 3{,}2\ \mu\text{rep/h}.$$

c) Gamma-Strahlung durch schnelle Neutronen. Um die durch schnelle Neutronen erzeugte Gamma-Strahlung zu bestimmen, hat man zunächst die in den Beton eintretende

Stromdichte der schnellen Neutronen $J_{B,s}$ zu berechnen. Hierfür findet man auf demselben Weg wie unter b), diesmal aber mit Berücksichtigung von Gl. (X) und (Xa) der Tab. **358.1**

$$J_{B,s} = \frac{1{,}6 \cdot 10^9}{2 \cdot 0{,}115} \left(2\,e^{-0{,}115 \cdot 61} - 0{,}115 \cdot 61 \cdot E_1(0{,}115 \cdot 61)\right) \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} = 6{,}88 \cdot 10^5 \frac{\text{Neutronen}}{\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s}}.$$

Der Faktor 2 vor der Exponentialfunktion kommt daher, daß von der Funktion $E_2(x)$ mittels der Formel $E\,n(x) + \frac{n}{x} E_{n+1}(x) = \frac{e^{-x}}{x}$ auf $E_1(x)$ übergegangen wurde.

Der Neutronenstrom erzeugt in der Betonabschirmung räumlich verteilte Gamma-Strahlung. Nach 2.842 kann die räumliche Quelldichte durch eine flächenhafte Quelldichte in der Tiefe $\bar{\tau}_{th}/\lambda$ ersetzt werden. Mit einem Fermi-Alter $\bar{\tau}_{th} = 700\ \mathrm{cm}^2$ und der Relaxationslänge $\lambda = 11{,}1$ cm findet man den Abstand dieser Flächenquelle von der inneren Grenze des Betonschirmes zu 63 cm; die Gamma-Strahlung hat also „effektiv" $d = 213\ \mathrm{cm} - 63\ \mathrm{cm} = 150$ cm zu durchsetzen. Nimmt man an, daß bei jedem Neutroneneinfang im Beton zwei Gamma-Quanten mit einer Energie von 4 MeV ausgesendet werden, deren totaler Absorptionskoeffizient im Beton $\mu = 0{,}074\ \mathrm{cm}^{-1}$ ist, so findet man mit $b = 1 + \mu r$ aus Gl. (V) ($b = 1$) und Gl. (Va) ($\beta = 1$) die Gamma-Quanten-Stromdichte hinter dem Betonschirm

$$J_{\gamma,\,\text{schnell}} = 2\,\frac{6{,}88 \cdot 10^5}{2} \left(E_1(0{,}074 \cdot 150) + e^{-0{,}074 \cdot 150}\right) \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} = 11{,}2\,\frac{\text{Gamma-Quanten}}{\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s}}$$

Dem entspricht eine Dosisleistung $\dot{D}_{\gamma,\,\text{schnell}} = 5{,}8 \cdot 10^{-2}\,\frac{\mathrm{mr}}{\mathrm{h}}$.

d) Sekundäre Gamma-Strahlung durch langsame Neutronen. Die Stromdichte thermischer Neutronen durch die Oberfläche der Spaltzone (Reaktorkern) ist in a) zu $J_{\text{Oberfläche, th}} = 6{,}6 \cdot 10^9$ Neutronen/cm² · s berechnet worden. Er wird zunächst im Graphitreflektor geschwächt, mit einer Diffusionslänge von 50,1 cm, so daß aus dem Reflektor ein $J_{\mathrm{B,th}} = 6{,}6 \cdot 10^9 \cdot e^{-61/50{,}1}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} = 1{,}96 \cdot 10^9$ Neutronen/cm² · s aus- und in die Betonabschirmung eintritt. Dort ist die Diffusionslänge 7 cm, so daß also praktisch auf der gegen die Dicke des Betons (213 cm) kurzen Strecke von etwa 15 cm der größte Teil der Neutronen eingefangen ist, wobei wieder je Einfangprozeß zwei Quanten der Energie 4 MeV entstehen. Man kann daher etwa eine Flächenquelle der Quellstärke $Q_{F,\gamma,\mathrm{th}} = 4 \cdot 10^9$ Gamma-Quanten/cm² · s annehmen, die etwa 7 cm im Beton liegt; die Gamma-Strahlung wird dann durch eine Absorberdicke von 206 cm mit $\mu = 0{,}074\ \mathrm{cm}^{-1}$ absorbiert. Nach Gl. (V) mit $b = 1$ und Gl. (Va) mit $\beta = 1$, also $b = 1 + \mu r$, berechnet man dann

$$J_{\gamma,\,\mathrm{th}} = \frac{Q_F}{2} \cdot \left(E_1(0{,}074 \cdot 206) + e^{-0{,}074 \cdot 206}\right) \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1} \approx 5 \cdot 10^2\,\frac{\text{Gamma-Quanten}}{\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s}}.$$

Dies entspricht einer Dosisleistung $\dot{D}_{\gamma,\,\mathrm{th}} = 2{,}6\,\frac{\mathrm{mr}}{\mathrm{h}}$.

e) Gamma-Strahlung aus dem Reaktorkern. Zur Vereinfachung der Rechnung nehmen wir einen linearen Zuwachsfaktor $b = 1 + \mu r$, also $\beta = 1$, an. Die Quellstärke im Reaktorkern ist in a) berechnet und in den Tab. **345.1** und **346.1** zusammengestellt worden. Zur Berechnung der Dosisleistung außerhalb der Abschirmung bedienen wir uns wieder der Gl. (X) und (Xa) von Tab. **358.1**, müssen allerdings beachten, daß die Absorptionskoeffizienten energieabhängig sind. Bezeichnen wir mit μ_{R}, μ_{C} und μ_{B} die totalen Absorptionskoeffizienten im Reaktorkern, im Graphit und im Beton, und setzen zur Abkürzung $\xi = \mu_{\mathrm{C}} \cdot 61\ \mathrm{cm} + \mu_{\mathrm{B}} \cdot 213\ \mathrm{cm}$, so können wir aus Gl. (X) und (Xa) für jeden Energiebereich einen Schwächungsfaktor angeben:

$$S = \frac{2\,e^{-\xi} - \xi\,E_1(\xi)}{2\,\mu_{\mathrm{R}}}.$$

In Tab. **368.1** sind für die verschiedenen Energiebereiche die aus Tab. **366.1** und Tab. **366.2** summierten Quelldichten und die Absorptions-

367.1 Strahlungsleistung hinter der Abschirmung

Herkunft	Dosisleistung $\dot{D}$ mrep/h
Schnelle Neutronen	0,003
Sekundäre Gamma-Strahlung aus schnellen Neutronen	0,058
Sekundäre Gamma-Strahlung aus thermischen Neutronen	2,6
Primäre Gamma-Strahlung aus dem Reaktorkern	0,58
Insgesamt	3,24

368.1 Schwächung der primären Gamma-Strahlung in der Abschirmung

Mittlere Energie des Energie-Intervalls E_γ	Quelldichte der Gamma-Strahlung im Reaktorkern $Q_{V,\gamma}$	Totaler Absorptionskoeffizient			Schwächungs-Faktor S	Gamma-Strahlungs-Stromdichte	Dosisleistung
		im Reaktorkern μ_R	im Graphitreflektor μ_C	im Betonschild μ_B		hinter dem Betonschild $J_{\gamma K}$	hinter dem Betonschild $\dot{D}_{\gamma K}$
MeV	MeV/cm³ · s	cm⁻¹	cm⁻¹	cm⁻¹		MeV/cm² · s	r/h
1	$6{,}1 \cdot 10^{9}$	0,1198	0,1008	0,1490	$7{,}25 \cdot 10^{-17}$	$4{,}4 \cdot 10^{-8}$	0
2	$3{,}02 \cdot 10^{9}$	0,0809	0,0705	0,1038	$2{,}1 \cdot 10^{-11}$	$6{,}35 \cdot 10^{-2}$	$9{,}9 \cdot 10^{-8}$
3	$2{,}5 \cdot 10^{9}$	0,0658	0,0558	0,0845	$3{,}8 \cdot 10^{-9}$	9,5	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$
4	$0{,}32 \cdot 10^{9}$	0,0584	0,0480	0,0740	$6{,}5 \cdot 10^{-8}$	208	$2{,}7 \cdot 10^{-5}$
5	$0{,}51 \cdot 10^{9}$	0,0542	0,0433	0,0670	$4{,}3 \cdot 10^{-7}$	213	$2{,}6 \cdot 10^{-4}$
6	$0{,}094 \cdot 10^{9}$	0,0516	0,0400	0,0624	$1{,}4 \cdot 10^{-6}$	133	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$
7	$0{,}034 \cdot 10^{9}$	0,0489	0,0367	0,0594	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$	119	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$
							$5{,}8 \cdot 10^{-4}$

koeffizienten zusammengestellt; aus den letzteren sind die Schwächungsfaktoren S berechnet und schließlich die Gamma-Strahlungsstromdichten und die Dosisleistungen gefunden worden.

f) Gesamtdosis. Die an der Außenfläche der Abschirmung wirksame Gesamtdosisleistung ist in Tab. **367.**1 zusammengefaßt. Nach Stephenson[1]) soll sie hinter dem X-10-Reaktor etwa 2 mrep/h betragen.

2.9 Strahlenschutz und Strahlenschädigungen*)

2.91 Strahlung und das organische Leben der Erde

2.911 Einleitung

Strahlenenergie. In bezug auf die Bedeutung der verschiedenen im Universum auftretenden Strahlungen für das organische Leben muß man grundsätzlich zwei Strahlenarten unterscheiden: diejenigen, die das Leben fördern und erhalten, und diejenigen, die schädigend auf die lebendige Materie einwirken. Die Wärmestrahlen und das Licht der Sonne gehören zu der ersten Gruppe. Aber schon bei dem ultravioletten Licht beginnt der Bereich der schädigenden Wirkungen. Einerseits sind die ultravioletten Strahlen ein wichtiger fördernder Faktor im Reich der Organismen, andererseits können sie auch schädigend wirken.

Die Gefährlichkeit der Strahlung für die lebende Materie steigt mit der Größe der Energie, die die einzelnen Strahlungsquanten und Strahlungskorpuskeln mit sich tragen. Energiereiche Strahlungen sind sowohl auf der Erde als auch im gesamten Weltall seit jeher vorhanden und haben ihre Wirkungen auf die lebende Materie immer ausgeübt. Die Erdkruste enthält natürliche radioaktive Substanzen. In der Erdatmosphäre sind die gasförmigen radioaktiven Substanzen Radon und Thoron sowie mit radioaktiven Atomen beladene Aerosole enthalten. Die Gewässer der Erde sind ebenfalls mehr oder weniger, zum Teil beträchtlich, radioaktiv. Aus dem Kosmos fällt auf die Erde stets die sehr energiereiche „kosmische Strahlung“ ein. In diesem Strahlungsmilieu hat sich das Leben auf der Erde seit vielen Jahrtausenden entwickelt und erhalten. Welche unmittelbaren biologischen Wirkungen alle diese natürlicherweise vorhandenen Strahlungen besitzen, weiß die heutige Wissenschaft praktisch nicht. Daß aber solche Wirkungen bestehen, ist sicher.

Seit der Entdeckung der Röntgenstrahlen und der natürlich radioaktiven Substanzen hat die Menschheit die Möglichkeit gefunden, energiereiche Strahlen technisch zu erzeugen und

*) Verfaßt von H. Muth und B. Rajewsky, Frankfurt.

[1]) Stephenson, R., Introduction to Nuclear Engineering, London 1954.

strahlende Substanzen herzustellen. Zunächst wurden Strahlenerzeuger für Photonen- und Korpuskularstrahlen entwickelt, die heute in die Energiebereiche von Millionen und Milliarden eV reichen. Zugleich ging die Entwicklung der Atomkernphysik sehr schnell vorwärts. Durch die Entdeckung der Kernspaltung trat ein neuer Faktor in das Leben der Menschheit ein: Die Anwendung energiereicher Strahlungen ist zu einem technischen Mittel geworden, und die Zahl der Menschen, die zusätzlich zur natürlichen Strahlenbelastung einer Strahleneinwirkung ausgesetzt sind, ist viel größer geworden und wird immer mehr ansteigen. Hinzu tritt die große Gefahr der militärischen Anwendung der Atomkernenergie und der Vorbereitungen für diese Anwendung.

Dies alles bedeutet, daß die Strahlenbelastung der Menschen, Tiere und Pflanzen in Zukunft immer mehr steigen wird, wenn nicht die energischsten Strahlenschutzmaßnahmen durchgeführt werden. Solche Maßnahmen haben jedoch zur Voraussetzung, daß die biophysikalischen, biologischen und medizinischen Grundlagen des Strahlenschutzes in hinreichender Weise ausgearbeitet werden. Nur auf dieser Basis kann die technische Entwicklung des Strahlenschutzes wirksam werden.

2.912 Die natürliche Strahlenbelastung

Aus den vorstehenden Ausführungen ergibt sich, daß der ideale Strahlenschutz zunächst als Ausgangspunkt die heute vorliegende natürliche Strahlenbelastung der Menschen zugrunde legen muß. Gestützt auf die Ergebnisse der wissenschaftlichen Forschung, müssen immer wirksamere Strahlenschutzmaßnahmen technisch entwickelt und vor allem eingehalten werden. Tab. **369.**1 gibt die Werte der natürlichen Strahlenbelastung der Menschen wieder.

369.1 Die verschiedenen Komponenten der natürlichen Strahlenbelastung des Menschen

	Strahlung bzw. radioaktives Isotop		Kritisches Organ	Im Körper vorhandene Menge in c	Dosis mrem/Jahr[1]
Ganzkörperbestrahlung	Kosmische Strahlung	Bestrahlung von außen	Gesamtkörper	—	35
	Umgebungs-Gamma-Strahlung			—	~70···100
	Radon plus Folgeprodukte (~ $3 \cdot 10^{-13}$ c/l in Luft) (Gamma-Strahlung)			—	1
	Kalium 40 (Beta- + Gamma-Strahlung)	Bestrahlung von innen	Muskel, Gesamtkörper	10^{-7}	20
	Kohlenstoff 14 (Beta-Strahlung)		Fett, Gesamtkörper	$9 \cdot 10^{-8}$	1,5
			Strahlenbelastung des gesamten Körpers		~130···150
Teilkörperbestrahlung	Radium 226 plus 30 % Folgeprodukte (Alpha-Strahlung)		Knochen Osteozyten	$0{,}4 \cdots 4 \cdot 10^{-10}$	50
	Radon plus Folgeprodukte $0{,}5 \cdots 5 \cdot 10^{-13}$ c/l (Alpha-Strahlung)		Lunge	—	25···250

[1]) 1 mrem („Millirem") = $^1/_{1000}$ rem; rem = Abkürzung für „roentgen equivalent man", vgl. 2.972.

Wir müssen unterscheiden zwischen Ganzkörperbestrahlung und Teilkörperbestrahlung sowie zwischen „Bestrahlung von außen" mit durchdringender Strahlung (sekundäre kosmische Strahlung und Umgebungs-Gamma-Strahlung) und „Bestrahlung von innen" durch die Strahlung (insbesondere Alpha- und Beta-Strahlung) von im Körper verteilten radioaktiven Substanzen. Der in Tab. **369.**1 eingesetzte Wert für die kosmische Strahlung von 35 mrem/Jahr bezieht sich auf Meereshöhe. Dieser Wert kann in unseren Breitengraden in 1500 m Höhe etwa 60 mrem/Jahr, d. h. also 25 mrem mehr, betragen. Die Umgebungs-Gamma-Strahlung rührt her von den natürlich radioaktiven Substanzen in der Erdkruste (insbesondere Radium 226, Thorium 232, deren Folgeprodukten und Kalium 40) und auch in den Wänden der menschlichen Wohnungen. Ein kleiner Anteil (etwa 1 mrem/Jahr) wird emittiert von den gamma-strahlenden kurzlebigen Folgeprodukten des natürlicherweise in der Luft vorhandenen Radons („Radiumemanation"). Die durchschnittliche natürliche Radonkonzentration in 1 m Höhe über dem Festland beträgt etwa 10^{-13} c/l, über den Meeren dagegen nur 10^{-16} c/l. Der mittlere Wert von 70 mrem/Jahr für die Umgebungs-Gamma-Strahlung (Tab. **369.**1) gilt für die Verhältnisse im Freien. In geschlossenen Räumen, in denen die Menschen einen großen Teil ihres Lebens verbringen, ist die Situation unter Umständen eine andere: Sowohl die Komponenten der kosmischen Strahlung als auch die Strahlung vom Erdboden werden zum Teil durch Wände, Fußböden und Decken der Häuser abgeschirmt. Je nach der Art der verwendeten Baustoffe und deren Gehalt an natürlich radioaktiven Substanzen tritt in den Räumen jedoch eine mehr oder weniger große zusätzliche Strahlendosis auf. So wurden in Schweden[1]) in verschiedenen Haustypen die folgenden mittleren Dosiswerte gemessen: Holzhäuser etwa 80 mrem/Jahr, Häuser mit Außenwänden aus Ziegelsteinen etwa 140 mrem/Jahr; Häuser mit Außenwänden aus Leichtbeton (mit „Alum Shale"[2])-Zuschlag) etwa 200 mrem/Jahr.

Zu einer Ganzkörper-„Strahlenbelastung von innen" trägt vor allem das radioaktive Kaliumisotop K^{40} und, in geringerem Maße, das Kohlenstoffisotop C^{14} bei. K^{40} ist im normalen Kaliumisotopengemisch mit einer Häufigkeit von nur 0,01 % enthalten (93,4 % K^{39}, 6,59 % K^{41}). 1 g Kalium emittiert pro Sekunde auf Grund seines Gehalts an K^{40} 28,3 Beta-Teilchen (mittlere Energie 0,605 MeV) und 3,6 Gamma-Quanten (1,46 MeV). Der Kaliumgehalt (Isotopengemisch) des Muskelgewebes beträgt etwa 0,35 %, die meisten anderen Gewebearten enthalten 0,1 bis 0,15 %. Der mittlere Gehalt des menschlichen Körpers an Kalium beträgt 0,2 Gewichtsprozent. Auf dieser Basis errechnet sich für die von K^{40} emittierte Beta- und Gamma-Strahlung der in Tab. **369.**1 angegebene Dosiswert von etwa 20 mrem/Jahr als homogene Ganzkörperbestrahlung. Flammenphotometrische Messungen an Hoden und Ovarien haben als vorläufigen Wert $0{,}2 \pm 0{,}02$ % Kaliumgehalt ergeben[3]). Die errechnete natürliche Strahlenbelastung von K^{40} dürfte also auch für die Gonaden gelten. Das radioaktive Kohlenstoffisotop C^{14} (ein reiner Beta-Strahler) wird in den höheren Schichten der Atmosphäre von durch kosmische Strahlung erzeugten Neutronen nach der Reaktion N^{14} (n, p) C^{14} gebildet. $C^{14}O_2$ wird zusammen mit $C^{12}O_2$ von den Pflanzen assimiliert und gelangt so in den Körper von Mensch und Tier. Die spezifische Aktivität von C^{14} im Kohlenstoff biologischen Ursprungs beträgt nach Messungen von Anderson und Libby[4]) 15,3 Beta-Teilchen je Minute und Gramm Kohlenstoff. Wenn man für

---

[1]) Hultquist, B., Studies on naturally occuring ionizing radiations, Kgl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlinger **6**, Nr. 3, Stockholm 1956. — Sievert, R. M., u. Hultquist, B., Acta Radiol. **43** (1955), 43.

[2]) Als Rohmaterial für in Schweden verwendeten Leichtbeton wird u. a. „Alum Shale" verwendet. Dieser Zuschlagstoff hat folgende Zusammensetzung: 42 bis 46 % SiO_2, 12,5 bis 14 % Al_2O_3, 8 bis 9 % Fe_2O_3, 0,9 % MgO, 1,0 % CaO, 4,0 % K_2O, 0,4 bis 1,0 % Na_2O, 18 % C, 2 % H, 6,3 bis 8,1 % S, Glühverlust: 27 %. Es zeigte sich, daß der Gehalt an Ra^{226} dieses Zuschlagstoffes relativ hoch ist ($60 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g).

[3]) Spiers, F. W., Brit. J. Radiol. **29** (1956), 409.

[4]) Anderson, E. C., u. Libby, W. F., Phys. Rev. **81** (1951), 64.

den durchschnittlichen Kohlenstoffgehalt den Wert 18 % annimmt (vgl. [1]), so ergibt sich ein C^{14}-Gehalt im gesamten menschlichen Körper von etwa $9 \cdot 10^{-8}$ c. Daraus errechnet sich infolge der niedrigen mittleren Beta-Strahlenergie des C^{14} von 54 keV die im Vergleich zur Belastung durch K^{40} kleine Dosis von etwa 1,5 mrem/Jahr. Für die natürliche Strahlenbelastung des gesamten menschlichen Körpers ergibt sich demnach (Tab. **369.**1) der Wert von etwa 130 bis 150 mrem/Jahr.

Als Teilkörperbestrahlung „von innen" wirken das natürlicherweise im menschlichen Körper vorhandene Radium (Ra^{226}) und das dauernd eingeatmete Radon mit seinen Folgeprodukten (natürlicher Radongehalt der Luft, s. o.). Das Radium wird vor allem im Knochen („kritisches Organ") abgelagert und bewirkt eine dauernde Strahlenbelastung der Osteozyten[1]) mit biologisch besonders wirksamen Alpha-Teilchen. Am Max-Planck-Institut für Biophysik in Frankfurt/Main wurden während der letzten zwei Jahre eingehende Untersuchungen zur Ermittlung des natürlichen Radiumgehalts des Menschen durchgeführt. Die empfindlichen Meßanordnungen, mit denen es möglich ist, die anfallenden außerordentlich geringen Radiummengen zu ermitteln, mußten erst entwickelt werden. Messungen an Krematoriumsaschen und an Sektionsmaterial ergaben einen mittleren natürlichen Radiumgehalt des Menschen von 10^{-10} g Ra^{226}. (Die Werte liegen zwischen 0,4 und $4 \cdot 10^{-10}$ g Ra, die natürliche Schwankungsbreite beträgt also eine Zehnerpotenz.) Die Zahlen stimmen in der Größenordnung überein mit den Ergebnissen ähnlicher Messungen in den USA. Inzwischen wurde auch der natürliche Radiumgehalt von Nahrungsmitteln und Trinkwasser gemessen und daraus die tägliche Radiumaufnahme des Menschen abgeschätzt. Da aus Untersuchungen an Radiumvergiftungsfällen beim Menschen auch die Ausscheidungsverhältnisse für Radium bekannt sind, läßt sich aus diesen Daten ebenfalls die gesamte abgelagerte natürliche Radiummenge abschätzen. Auch diese Abschätzung führt zu der Größenordnung 10^{-10} g Ra für den gesamten menschlichen Körper[2]). Für die Alpha-Strahlen-Dosisbelastung des Knochens errechnet sich daraus der Wert 50 mrem/Jahr. Die Kenntnis des natürlichen Radiumgehalts des Menschen ist grundlegend für die Festlegung höchstzulässiger Ablagerungsmengen von Radium und der künstlich radioaktiven Isotope Plutonium 239 (Pu^{239}) und Strontium 90 (Sr^{90}), die sich wie Radium ebenfalls im Knochen ablagern. Bei der Abschätzung der Strahlenbelastung der Lunge durch Radon und seine Folgeprodukte (Tab. **369.**1) ist angenommen, daß radioaktives Gleichgewicht zwischen der Muttersubstanz Radon und den kurzlebigen Folgeprodukten besteht. Für die Retention der mit radioaktiven Atomen beladenen Aerosole in der Lunge wurde der Wert 25 % eingesetzt[3]).

2.92 Verschiedene Arten biologischer Wirkungen energiereicher Strahlen

Biologische Wirkungen energiereicher Strahlen sind hinsichtlich ihrer beobachtbaren Effekte sehr mannigfaltig. Grundsätzlich sind sie schädigender Natur. Sie üben selbst direkt zerstörende Wirkung aus, beeinflussen den Stoffwechsel und die den Stoffwechsel regelnden Fer-

[1]) Zellen des Knochengewebes.

[2]) Muth, H., Schraub, A., u. Aurand, K., Progress in Radiobiology, Internat. Radiobiol. Conf. Cambridge 1955, S. 525, London 1956. — Muth, H., Schraub, A., u. Aurand, K., Strahlentherapie, Sonderb. **35** (1956), 227. — Muth, H., Schraub, A., Aurand, K., u. Hantke, H. J., Brit. J. Radiol. Suppl. **7** (1957), 54. — Rajewsky, B., Muth, H., Hantke, H. J., u. Aurand, K., Strahlentherapie **104** (1957), 157. — Hursh, J. B., u. Gates, A. A., Nucleonics **7**, Nr. 1 (1950), 46. — Hursh, B., Brit. J. Radiol. Suppl. **7** (1957), 45. — Stehney, A. F., u. Lucas, H. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 11, S. 49, P/852.

[3]) Aurand, K., Jacobi, W., u. Schraub, A., Strahlentherapie, Sonderb. **35** (1956), 237. — Aurand, K., Jacobi, W., u. Schraub, A., Naturwiss. **42** (1955), 398. — Schraub, A., Aurand, K., u. Jacobi, W., Arch. phys. Ther. **7** (1955), 437. — Schraub, A., Aurand, K., Jacobi, W., Brit. J. Radiol. Suppl. **7** (1957), 114. — Jacobi, W., Schraub, A., Aurand, K., u. Muth, H., Vortrag Tagg. D. Ges. f. Meteorol. u. Geophys., Hamburg 1956 — Bale, W. F., u. Shapiro, J. V., Genf. Ber. 1955 Bd. 13, S. 233, P/76.

mentsysteme, sie erzeugen Mutationen der Erbanlagen, sie erhöhen die spontane Krebsrate u. a. m. Wenn die medizinische Radiologie die energiereichen Strahlen als Heilmittel verwendet, so gleicht diese Verwendungsart „unblutigen" Operationen. Zweck der medizinisch-therapeutischen Anwendung energiereicher Strahlen ist immer die Vernichtung pathologischer Herde oder die Beseitigung pathologischer Prozesse im lebenden Gewebe.

Die schädigenden Wirkungen energiereicher Strahlen können im wesentlichen in folgende Gruppen eingeteilt werden:

1. Lebensverkürzende Wirkung der Strahlen. Die Ursachen dieser Wirkungen sind noch nicht hinreichend erforscht. Meistens hängen sie mit langandauernden Strahlenbelastungen mit relativ kleinen Dosisleistungen zusammen. Aber auch große Dosen, in kurzer Zeit verabfolgt, können den gleichen Effekt haben. Mit den heutigen technischen Mitteln läßt sich bei sehr kurzen Bestrahlungszeiten (Sekunden) und außerordentlich hoher Dosisleistung der Sekundentod des lebenden Organismus herbeiführen.

2. Strahlenkrankheit. Sowohl eine kurzzeitige Ganzkörperbestrahlung als auch eine ausgedehnte Teilkörperbestrahlung eines Säugetieres oder auch des Menschen kann ein charakteristisches Krankheitsgeschehen, die akute „Strahlenkrank-

372.1 Verlauf des akuten Strahlensyndroms beim Menschen nach kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung (Gamma-Strahlen)

Zeitraum nach der Bestrahlung	Letale Dosen (um 700 r)	Mittelletale Dosen (um 400 r)	Subletale Dosen (um 100 r)
	Übelkeit und Erbrechen nach 1 bis 2 Stunden		
1. Woche	Keine deutlichen Symptome Diarrhoe, Erbrechen, Entzündung von Mund und Rachen	Keine deutlichen Symptome	Keine deutlichen Symptome
2. Woche	Fieber, schneller Kräfteverfall, Tod. (Mortalität fast 100%)		
3. Woche		Beginnende Epilation, Appetitmangel, allg. Unwohlsein, Fieber	Epilation, Appetitmangel, allgemeines Unwohlsein
4. Woche		Ernste Entzündung von Mund und Rachen, Mattigkeit, Petechien, Diarrhoe, Nasenbluten Schneller Kräfteverfall, Tod (Mortalität wahrscheinlich 50%)	Wunder Rachen, Mattigkeit, Petechien, Diarrhoe Mäßiger Kräfteverfall (Erholung wahrscheinlich, falls nicht Komplikationen auftreten)

heit", auslösen. Die Strahlenkrankheit kann bereits bei verhältnismäßig kleinen Dosen auftreten. Beginn, Verlauf und Schwere der Krankheit hängen ab von der Strahlendosis, der Strahlenart und der Bestrahlungsweise, aber auch von der Strahlenempfindlichkeit des bestrahlten Individuums. Zahlreiche Symptome der Strahlenkrankheit sind der klinischen und experimentellen Radiologie seit langem bekannt. Die folgenden einzelnen Erscheinungen beherrschen z. B. das Krankheitsbild oder sind von besonderer diagnostischer Bedeutung:

a) Veränderungen des Blutes und der Blutbildungsorgane. (Am frühesten und stärksten ist das weiße Blutbild verändert.)

b) Hämorrhagische Diathese: Auftreten spontaner Blutungen infolge Schädigungen der Blutgefäßwände und Veränderungen des Blutes selbst (z. B. Störung des Blutgerinnungssystems). Sie manifestiert sich in punkt- und flächenförmigen Blutungen unter der Haut und an den Schleimhäuten (Petechien) sowie pathologisch-anatomisch in punktförmigen und ausgedehnten Blutungen der inneren Organe.

c) Infektiöse Komplikationen (verminderte Widerstandsfähigkeit gegen Infektionen aller Art).

d) Epilation (Haarausfall) an den von der Strahlung unmittelbar getroffenen Körperbezirken ist ebenfalls ein charakteristisches Symptom der Strahlenschädigung und beginnt 2 bis 3 Wochen nach der Strahleneinwirkung.

e) Schädigung der Keimdrüsen und Fruchtschäden (bei Frauen).

f) Die „kachektische Phase". Die Strahlenkrankheit kann 3 bis 4 Monate nach der Strahleneinwirkung in einen Zustand der Kachexie einmünden. Dabei kommt es zu einem fortschreitenden Kräfteverfall mit schwerster Abmagerung, mit Ödemen und Ascites[1]) und heftigen Diarrhoen. Die schweren Fälle sprechen auf Behandlung nicht mehr an und führen auch noch nach Monaten zum Tode.

373.1 Dosis und Wirkung kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung des Menschen mit Gamma-Strahlen

Dosis in r	
25	Grenzdosis, bis zu der im allgemeinen keine klinisch erkennbaren Schäden auftreten
25···100	Lymphopenie[2]), weitere leichte Symptome
50	Reduktion der Lymphozyten
75	kritische Dosis („emergency dose")
100	Nausea[3]), Erbrechen, Müdigkeit bei einem großen Teil der bestrahlten Personen
100···200	stärker und länger anhaltende Lymphopenie, ernste Strahlenkrankheit, erste Todesfälle
150	Strahlenkrankheit bei 50 %
200	Depression aller Blutelemente, Verminderte Vitalität, etwa 5 % Mortalität
225	Strahlenkrankheit bei 100 %
250	5 % Mortalität
400	50 % Mortalität (innerhalb von 30 Tg.)
600	100 % Mortalität

373.2 Dosiswerte für 50prozentige Mortalität innerhalb von 30 Tagen bei kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung mit Gamma-Strahlen (Durchschnittswerte)

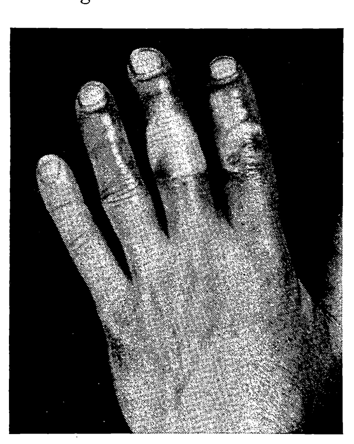
	Dosis in r
Amöbe	100 000
Schnecke	20 000
Hamster	900
Kaninchen	800
Maultier	650
Ratte	600
Maus	550
Affe	550
Schwein	430
Hund	400
Meerschweinchen	400
Ziege	350

Das gesamte Bild des akuten Strahlensyndroms von den leichtesten Formen bis zu solchen mit tödlichem Ausgang konnte nach den Atombombenexplosionen in Japan eingehend studiert werden. Die dort gewonnenen Kenntnisse wurden ergänzt durch die bei einigen Unglücksfällen in Atomenergiebetrieben gesammelten Erfahrungen. Weitere Einzelheiten über den Verlauf der Strahlenkrankheit und die Symptomatik und Systematik der Strahlenschäden finden sich in [1] und [2]. In Tab. **372.1** sind die Symptome der akuten Strahlenkrankheit nach kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung stichwortartig zusammengestellt. Die Möglichkeit der Heilung erstreckt sich nur auf die Fälle, bei denen verhältnismäßig kleine Dosen zur Einwirkung kamen. Die ersten leichten Symptome sind bereits bei 25 r feststellbar. Tab. **373.1** enthält die

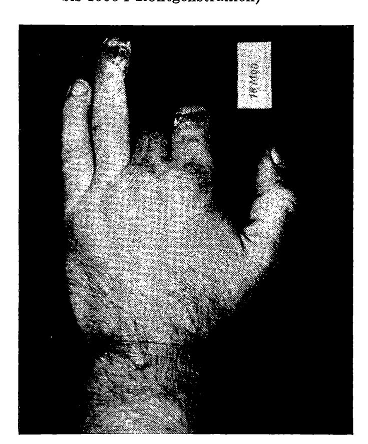
[1]) Bauchwassersucht. Ansammlung freier Flüssigkeit in der Bauchhöhle.

[2]) Verminderung der Zahl der Lymphozyten [3]) Übelkeit, Ekel.

Skala der entsprechenden Schädigungen beim Menschen in Abhängigkeit von der Dosis. In Tab. **373.**2 sind die Dosiswerte zusammengestellt, die 50% Sterblichkeit bei Säugetieren innerhalb von 30 Tagen nach der Bestrahlung bedingen.



374.1 Beginn eines schweren lokalen Strahlenschadens (18. Tag nach einer einmaligen kurzzeitigen Bestrahlung mit etwa 2000 bis 4000 r Röntgenstrahlen)



374.2 18 Monate nach der Bestrahlung

3. Die Krebserzeugung durch Strahlung ist meist mit langandauernder Einwirkung verhältnismäßig kleiner Teildosen verbunden. Sie kann aber auch durch einmalige Belastung mit einer großen Dosis hervorgerufen werden. Eine charakteristische Besonderheit der Krebserzeugung durch Strahlung besteht darin, daß die Geschwulstbildung meistens erst nach vielen Jahren (10, 20, 30 Jahren) entsteht [1], [2]. Die Therapie der Strahlenkrebse ist außerordentlich schwierig.

Bezüglich der unter 1. und 3. angeführten Strahlenwirkungen liegen amerikanische Angaben vor [3], wonach in den letzten Jahren statistisch gesichert festgestellt worden sein soll, daß die Röntgenologen im Durchschnitt im Vergleich zur übrigen Bevölkerung einige Jahre weniger leben und einen größeren Prozentsatz an Leukämie-Erkrankungen (eine krebsartige Entartung des blutbildenden Systems) aufweisen. Diese Befunde müssen jedoch wohl zunächst durch weitere Erhebungen bestätigt werden, bevor daraus endgültige Schlußfolgerungen gezogen werden können.

4. Erzeugung von Mutationen der Erbanlagen, die fast ausschließlich zur Verschlechterung des Erbgutes der Menschen führen. (Vgl. hierzu H. Marquardt [7].)[1]

5. Die lokalen Schädigungen des Gewebes, die sowohl durch kleine, längere Zeit dauernde Belastungen des Gewebes mit Strahlung als auch durch einmalige große Dosen herbeigeführt werden können (Strahlenverbrennungen). Im allgemeinen führen diese Schädigungen entweder zu einem späteren Krebs oder zu einer Amputation des strahlenbelasteten Körperteils. In Fig. **374.**1 und **374.**2 ist ein typisches Beispiel für den letztgenannten Fall angeführt. Dort ist der Beginn der Strahlenschädigung und der Endeffekt dargestellt. Der Vorgang hat sich innerhalb eines Jahres abgespielt. Es handelte sich um einen Unglücksfall im Laboratorium.

Bei Kernreaktoren können allerdings nur im Rahmen von Unfällen, oder wenn die Strahlenschutz- bzw. Sicherheitsvorkehrungen ungenügend sind, sowohl bei den in Reaktorbetrieben Beschäftigten als auch bei der Bevölkerung in der Umgebung der Reaktoren die unter den Ziffern 1 bis 5 angeführten Schädigungen entstehen. Beson-

[1] Muller, H. J., Genf. Ber. 1955, Bd. 11, S. 387, P/234. — Russel, W. L., Genf. Ber. 1955, Bd. 11, S. 382, P/235. — Carter, T. C., Genf. Ber. 1955, Bd. 11, S. 384, P/449.

dere Schwierigkeiten auf dem Gebiete des Strahlenschutzes bestehen darin, daß je nach den bei einer Ganz- oder Teilkörperbestrahlung vorliegenden biophysikalischen und biologischen Bedingungen sehr verschiedene Wirkungsmechanismen in Erscheinung treten können. Diese von Fall zu Fall unterschiedlichen Bedingungen erfordern daher besondere Berücksichtigung. Es muß an dieser Stelle ganz ausdrücklich gesagt werden, daß weder der Physiker noch der Techniker noch der Mediziner allein die Problematik des Gebietes vollkommen beherrschen kann. Eine enge Zusammenarbeit ist unbedingt erforderlich. Die wissenschaftliche Forschung erlaubt noch kein eindeutiges Bild der Diagnose und Prognose für alle Fälle der stattgefundenen Strahlenschädigungen.

2.93 Primäre Vorgänge bei biologischen Strahlenwirkungen

Physikalisch gesehen, sind die ersten Vorgänge bei der Wechselwirkung der Strahlung mit Materie (vgl. 1.3) die Ionisierungen und Anregungen der Atome sowie die damit eventuell unmittelbar verbundene Dissoziation der Moleküle. Dies hat dazu geführt, daß die energiereichen Strahlungen sehr oft als „ionisierende Strahlen" bezeichnet werden und die Ionisierung als entscheidender Vorgang betrachtet wird. Diese Betrachtungsweise hatte zur Folge, daß die Ionisation des Atoms als der unmittelbare Treffer und der Ort der Ionisation als der biologisch empfindliche Bereich angesehen worden war. Heute weiß man, daß vom biologischen Standpunkt aus den Vorgängen der Energieleitung in den großen organischen Molekülen und Komplexen eine besonders wichtige Rolle zugeschrieben werden muß. Die biologisch maßgebenden Vorgänge bei der Strahlenwirkung brauchen nicht mit dem Ort der Ionisation unmittelbar verknüpft zu sein. Für das Verständnis einer „biologischen" Strahlenwirkung ist dieser Umstand von großer Wichtigkeit. Deshalb muß der wissenschaftliche Schwerpunkt bei der weiteren Entwicklung auf dem Gebiete des Strahlenschutzes auf die biophysikalische, biochemische und biologische Forschung gelegt werden.

Aus diesen Grundvorstellungen der biologischen Strahlenwirkung läßt sich auch die Möglichkeit des sogen. „chemischen" oder auch „biologischen" Strahlenschutzes verstehen. Hierbei versucht man, durch geeignete chemische Verbindungen bzw. biologische Substrate in die bei der Einwirkung der Strahlung ablaufenden Prozesse einzugreifen. Die Bedeutung dieser Untersuchungen für den praktischen Strahlenschutz kann heute noch nicht endgültig beurteilt werden. Es sei daher hier auf die Originalarbeiten von H. Langendorff u. Mitarb. [20] sowie Z. M. Bacq u. Mitarb. [21], [22], ferner auf [23] verwiesen.

2.94 Zeitfaktor und relative biologische Wirksamkeit

2.941 Zeitfaktor (ZF)

Es ist seit langem bekannt, daß die meisten Strahlenwirkungen nicht nur von der Höhe der insgesamt verabfolgten Dosis abhängen, sondern auch von der zeitlichen Verteilung dieser Dosis. Im Vergleich zur einmaligen kurzzeitigen Verabreichung einer bestimmten Dosis sind bei kontinuierlicher Bestrahlung mit kleiner Dosisleistung („Protrahierung") oder mehrmaliger Bestrahlung mit kleinen Einzeldosen während eines längeren Zeitraums („Fraktionierung") bei gleicher Gesamtdosis im allgemeinen geringere biologische Wirkungen zu erwarten.

Diese allgemeine Erfahrungstatsache der Strahlenbiologie und Radiologie wird durch den Begriff „Zeitfaktor" charakterisiert.

Der Zeitfaktor (ZF) wird definiert als das Verhältnis der Dosis, die protrahiert oder

fraktioniert verabfolgt werden muß, um die gleiche biologische Wirkung zu erzielen wie eine einmalige kurzzeitig verabfolgte Dosis, zu dieser letzteren Dosis.

$$\mathrm{ZF} = \frac{\text{Protrahiert oder fraktioniert verabfolgte Dosis}}{\text{Einmalig kurzzeitig verabfolgte Dosis}}$$

zur Erzielung der gleichen biologischen Wirkung.

Der durch diesen Dosisquotienten gegebene Zeitfaktor hängt von einer ganzen Reihe einzelner Faktoren ab: Vom biologischen Objekt, der gewählten biologischen Testreaktion, dem jeweiligen Dosisbereich, der Dosisleistung und der verwendeten Strahlenart. Die Sachlage auf diesem Gebiet ist außerordentlich kompliziert. Es werden noch sehr viele strahlenbiologische und biophysikalische Untersuchungen notwendig sein, um die Situation zu klären. Eine sehr wichtige, heute noch ungelöste Frage betrifft z. B. das Problem, nach welcher Zeit eine Person, die eine an der Grenze der Zulässigkeit liegende Strahlendosis erhalten hat, erneut der Strahlenwirkung ausgesetzt werden darf. Eine Reihe von entscheidenden Fragen bezüglich der Fortsetzung der Berufstätigkeit stehen unter Umständen damit in Verbindung.

2.942 Relative Biologische Wirksamkeit (RBW)

Die strahlenbiologische Erfahrung hat gezeigt, daß die verschiedenen Arten energiereicher Strahlung auch bei gleicher Dosis (gemessen in „r" oder in „rad", vgl. 2.97), d. h. bei gleicher im bestrahlten biologischen Objekt absorbierter Energie, unterschiedliche Wirkungen zeigen. Als maßgebend für diese verschiedene biologische Wirksamkeit der einzelnen Strahlenarten erscheint die Größe der spezifischen Energieabgabe, d. h. der Ionisierungsdichte längs der Bahn der ionisierenden Teilchen. Zur numerischen Beschreibung dieses Phänomens hat man den Begriff der Relativen Biologischen Wirksamkeit (abgekürzt RBW) eingeführt. Die RBW irgendeiner Strahlung ergibt sich durch Vergleich mit harter Röntgen-Strahlung oder auch der mit 0,5 mm Platin gefilterten Gamma-Strahlung des Radiums. Sie wird zahlenmäßig ausgedrückt durch das Verhältnis der Dosiswerte der zwei Strahlenarten (in rad, vgl. 2.972), die benötigt werden, um die gleiche biologische Wirkung (W) unter den gleichen Bedingungen auszulösen:

$$\mathrm{RBW} = \frac{\text{Dosis (in rad) der Ra-Gamma-Strahlung zur Erzielung der biolog. Wirkung W}}{\text{Dosis (in rad) der Bezugsstrahlung zur Erzielung der biolog. Wirkung W}}\,.$$

Es muß ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß grundsätzlich bei einer bestimmten Strahlenart für jedes der Strahleneinwirkung ausgesetzte Objekt mit einem besonderen Wert der RBW zu rechnen ist. Die RBW ist außerdem von einer Reihe weiterer Faktoren, z. B. von der Art der ausgelösten Reaktion und der zeitlichen und räumlichen Dosisverteilung, abhängig. Die Internationale Kommission für Strahlenschutz hat speziell für den Fall der Dauereinwirkung mit kleiner Dosisleistung Zahlenwerte empfohlen, die in den Tab. **376.1** und **377.1** zusammengestellt sind [4]. Die Werte dieser Tabellen sind heute für den Bereich des Strahlenschutzes allgemein verbindlich.

376.1 Relative Biologische Wirksamkeit (RBW) in Abhängigkeit von der mittleren spezifischen Ionisation der jeweiligen Strahlung, bei Dauerbestrahlung mit kleiner Dosisleistung. — Nach den Empfehlungen des Internationalen Radiologen-Kongresses Kopenhagen 1953 [4].

Mittlere spezifische Ionisation in Wasser Ionenpaare/μm	RBW	Durchschnittlicher linearer Energieumsatz in Wasser keV/μm
unter 100	1	unter 3,5
100··· 200	1··· 2	3,5··· 7,0
200··· 650	2··· 5	7,0··· 23
650···1500	5···10	23 ··· 53
1500···5000	10···20	53 ···175

377.1 Relative biologische Wirksamkeit (RBW) verschiedener Strahlenarten bei Dauerbestrahlung mit kleiner Dosisleistung. — Nach den Empfehlungen des Internationalen Radiologen-Kongresses Kopenhagen 1953 [4].

Strahlung	RBW	Biologische Wirkung
Röntgen-Strahlen, Gamma-Strahlen, Elektronen und Beta-Strahlen aller Energien	1	Ganzkörperbestrahlung (kritisch für blutbildende Organe)
Schnelle Neutronen und Protonen bis zu 10 MeV	10	Ganzkörperbestrahlung (kritisch für Kataraktbildung)
Alpha-Teilchen der natürlichen Alpha-Strahler	Vergleich mit 0,1 μc Ra sonst = 10	Carcinogenese (Krebsentstehung) (vgl. auch Abschn. 2.982)
Schwere Rückstoßkerne	20	Kataraktbildung (Trübung der Augenlinse)

2.95 Die „Gefährlichkeit“ der bei Kernreaktoren entstehenden Strahlungen

In den verschiedenen Typen von Kernreaktoren entstehen bei den mannigfaltigen dort ablaufenden kernphysikalischen Prozessen nahezu alle Arten von energiereichen Strahlen. Bezüglich der Möglichkeit der Auslösung von Strahlenschäden durch Bestrahlung „von außen“ beim Personal, das in den Laboratorien und anderen Räumen des Reaktorbetriebes, also in der Nähe des Reaktorkerns, arbeitet, steht die Gamma- und Neutronenstrahlung an erster Stelle.

Die Korpuskularstrahlen (vor allem Beta-Strahlen) werden, meist zusammen mit Gamma-Strahlen, von den bei der Spaltung der Uran- bzw. Plutoniumkerne gebildeten mittelschweren radioaktiven Spaltprodukten und auch von den durch Neutronenbestrahlung stabiler Nuklide im Reaktor erzeugten künstlich radioaktiven Nukliden emittiert. Sie spielen neben der Gamma-Strahlung also vor allem in Laboratorien, in denen Spaltprodukte aufgearbeitet bzw. verarbeitet werden, und in den Radioisotopenlaboratorien eine Rolle. Beta-, Positronen- und in besonderen Fällen auch Alpha-Strahlen (Kontaminierung der Räume und Arbeitsplätze mit den Alpha-Strahlern Pu^{239} und Ra^{226} oder Hantieren mit „offenen“ Plutonium- oder Radiumpräparaten) können nach Inkorporation radioaktiver Stoffe Strahlenschädigungen durch „Bestrahlung von innen“ hervorrufen.

a) Ganz- oder Teilkörperbestrahlung von außen. Die Gefährlichkeit der Gamma-Strahlen liegt darin, daß sie infolge ihrer großen Durchdringungsfähigkeit im Sinn einer Ganzkörperbestrahlung von außen wirksam werden können. Bei ihrer Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Atome des biologischen Materials lösen sie über den Photo-, Compton-, bzw. — bei genügender Energie — auch Paarbildungseffekt Elektronen (bzw. Positronen) aus, die nun ihrerseits als biologisch wirksame Korpuskeln, verteilt im gesamten bestrahlten Körper, in Erscheinung treten.

Die schnellen Neutronen können wie die Quanten der Gamma-Strahlung tief (viele cm) in den menschlichen Körper eindringen. Sie übertragen dabei ihre Energie in elastischen Zusammenstößen vor allem an Wasserstoffkerne („Rückstoßprotonen“), die ihrerseits als schwere geladene Teilchen ihre Energie auf kurzen Wegstrecken (maximal einige 10 μm) im Gewebe abgeben, d. h. dichte Ionisationen erzeugen und daher biologisch sehr wirksam sind.

Die Reichweite der Beta-Strahlen der radioaktiven Stoffe im Gewebe beträgt je nach ihrer Energie einige Millimeter. (Die energiereichsten Beta-Teilchen von P^{32}

[E_{max} = 1,7 MeV] besitzen z. B. eine Reichweite im Gewebe von 8 mm). Bei Bestrahlung von außen mit Beta-Strahlen werden daher nur die Oberflächenschichten des Körpers beeinflußt bzw. eventuell geschädigt.

Bei den Positronenstrahlern ist zu berücksichtigen, daß zu der Teilchenenergie noch die „Vernichtungsstrahlung“ hinzukommt. Bei der Vereinigung eines Positrons mit einem Elektron („Teilchenvernichtung“, Umkehrprozeß zur „Paarbildung“) entstehen zwei Gamma-Quanten von je 0,511 MeV Energie. Diese Gamma-Strahlung liefert einen zusätzlichen Beitrag zur biologischen Wirkung der Positronen.

Noch kleiner als die Reichweite der Beta- und Positronenstrahlen ist die Reichweite der Alpha-Strahlen. Sie beträgt im Gewebe nur einige hundertstel Millimeter. (Die menschliche Haut hat eine Dicke von 2 mm und mehr; Oberhaut [Epidermis]: 0,05 mm, Lederhaut [Corium] 2 mm und mehr.)

b) Bestrahlung von innen. Die größte Gefahr beim Umgang mit radioaktiven Stoffen besteht darin, daß diese versehentlich in den Körper aufgenommen werden können. Da die natürlich radioaktiven Elemente in nennenswerten Mengen, vor allem in der Medizin, nur als „geschlossene Präparate“[1]) Verwendung finden, war eine solche Gefahr seither nur für einen verhältnismäßig kleinen Personenkreis, das Personal der radiumverarbeitenden Industrie, gegeben. Die künstlich radioaktiven Substanzen werden jedoch meist in Form offener Präparate als Lösungen oder in Pulverform verarbeitet. Gerade ihre Handhabung bringt daher ein erhebliches Risiko mit sich. Radioaktive Gase, Dämpfe oder auch radioaktiver Staub können inhaliert werden. Mit Nahrungsmitteln und Getränken, die radioaktiv verunreinigt sind, beim Pipettieren radioaktiver Lösungen, beim Berühren des Mundes mit radioaktiv verunreinigten Fingern oder auch Gegenständen können die Radioisotope in den Verdauungskanal gelangen. Es besteht ferner die Möglichkeit, daß radioaktive Substanzen je nach ihren chemischen Eigenschaften, ihrer chemischen Verbindung oder dem Lösungsmittel durch die intakte Haut oder durch die verletzte Körperoberfläche eindringen: Der Körper ist damit der Gefahr einer Strahlenbelastung von innen ausgesetzt.

Die Korpuskularstrahlen, nämlich Alpha-, Beta- oder auch Positronenstrahlen, können dabei im Gegensatz zur Bestrahlung von außen eine bedeutende Rolle spielen, da sie ihre gesamte Energie innerhalb verhältnismäßig begrenzter Bereiche in der unmittelbaren Umgebung der zerfallenden Atome umsetzen und damit dort eine konzentrierte biologische Wirkung auslösen.

2.96 Die Bedeutung der Streustrahlung für den Strahlenschutz

Beim Strahlenschutz hinsichtlich Kernstrahlung (Strahlenbelastung von außen) handelt es sich in der Praxis also hauptsächlich um den Schutz gegen Neutronen- und Gamma-Strahlung. Grundsätzlich besteht hierbei der gleiche Sachverhalt, wie er bei den Strahlenschutzproblemen auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen und der Gamma-Strahlen der natürlichen und künstlichen radioaktiven Substanzen gegeben ist. Für die Praxis des Strahlenschutzes sind die folgenden Gesichtspunkte von besonderer Bedeutung (s. auch 2.8):

1. Die Strahlung in der Umgebung einer Strahlenquelle, die durch eine Anzahl mehr oder weniger stark bemessener Schutzwände, die eine hinreichende Möglichkeit für Streuprozesse

---

[1]) Nach dem inzwischen veröffentlichten Entwurf [5] des Normblattes DIN 6804 „Strahlenschutz beim Arbeiten mit geschlossenen radioaktiven Präparaten in medizinischen Betrieben, Regeln“ sind „unter geschlossenen Präparaten solche Präparate zu verstehen, bei denen die radioaktive Substanz ständig von einer allseitig dichten, festen, inaktiven Hülle umschlossen ist, die bei üblicher betriebsmäßiger Beanspruchung ein Austreten radioaktiver Substanz mit Sicherheit verhindert. Bei Stoffen, unter deren Zerfallsprodukten sich ein gasförmiger Stoff (Emanation) befindet, gilt ein Präparat nur dann als geschlossen, wenn die den radioaktiven Stoff umschließende Hülle gasdicht ist. Alle Präparate, bei denen die genannten Bedingungen nicht erfüllt sind, gelten als offene Präparate“.

bieten, von dem angrenzenden Raum abgetrennt ist, kann etwa als ein „Gas“ aufgefaßt werden, das aus allen in den Wänden vorhandenen Durchlässen und Öffnungen austritt. Es diffundiert durch die Schutzwände selbst und verteilt sich in dem angrenzenden Raum. Diese Verteilung braucht allerdings keine homogene zu sein, sondern ist durch die örtlichen Gegebenheiten (Absorptions- und Streuverhältnisse in den Schutzwänden, vor allem aber die in den Wänden etwa vorhandenen Spalten und Öffnungen) bestimmt. Ein vollkommener Strahlenschutz kann deshalb nur dadurch erreicht werden, daß man die Strahlenquelle mit hinreichend strahlensicheren Schutzwänden von allen Seiten vollständig umgibt.

2. Bei der rechnerischen Erfassung der Schutzwirkung einer Trennwand genügt es nicht, die Strahlenschwächung (Absorption und Streuung) für das Wandmaterial zu wissen (Ermittlung mit einer gerichteten Strahlung). Es ist erforderlich, die Wand als einen ausgedehnten Körper zu betrachten und die gesamte durch die Wand hindurchgehende Reststrahlung an verschiedenen Punkten hinter der Wand zu ermitteln, d. h., es ist notwendig, alle Prozesse der mehrfachen Streuung und Absorption, die in der Wand in einem hinreichend ausgedehnten Volumen um den betrachteten Aufpunkt herum stattfinden, zu berücksichtigen.

3. Bei der Messung der durch eine Trennwand hindurchgehenden Strahlung muß im Rahmen der Aufgaben des Strahlenschutzes dafür gesorgt werden, daß mit der benutzten Meßanordnung nicht etwa die von der Strahlenquelle durch die Wand hindurchgehende gerichtete Strahlung allein gemessen wird, sondern daß die gesamte aus der bestrahlten und streuenden Wand austretende und an den interessierenden Meßpunkt gelangende Strahlung mit erfaßt wird.

4. Die Grundbedingung aller Maßnahmen zum Strahlenschutz ist die Kenntnis der höchstzulässigen Strahlenbelastung bei dauernder oder auch kurzzeitiger Verabreichung der Strahlung (vgl. 2.98).

2.97 Dosiseinheiten

Sowohl für die praktische medizinische Anwendung der energiereichen Strahlen als auch zur Erforschung ihrer vielfältigen Wirkungen bei Einstrahlung in lebende Materie oder sogar bei Bestrahlung des Menschen selbst war es dringend notwendig, dem Problem der Dosimetrie der Strahlung besondere Aufmerksamkeit zu schenken. Nur wenn sich die Dosis mit genügender Genauigkeit messen oder, vor allem bei Bestrahlung „von innen“, wenigstens abschätzen bzw. errechnen läßt, ist es möglich, den Zusammenhang zwischen der applizierten Strahlendosis und ihrer Wirkung systematisch zu untersuchen. Für die strahlenbiologische und biophysikalische Forschung und auch für die Praxis des Strahlenschutzes war und ist daher die Definition geeigneter allgemein verbindlicher Dosiseinheiten sowie die Festlegung von Meßmethoden und die Entwicklung brauchbarer Meßanordnungen oder Meßgeräte zur Messung der Dosis in diesen Einheiten von ausschlaggebender Bedeutung.

Jede Strahlung stellt einen Teilchen- oder Quantenstrom und damit einen Energiestrom dar. Bei der Wechselwirkung mit Materie wird ein Teil dieses Energiestromes absorbiert, die absorbierte Energie hat eine gewisse physikalische Strahlenwirkung und diese wiederum — über Zwischenprozesse — eine biologische Strahlenwirkung zur Folge. Das Ziel jeder Dosismessung sollte die Messung der „Größe dieser biologischen Strahlenwirkung“ sein. Da jedoch diese praktisch kaum oder nur sehr schwer meßbar ist, muß man zur Ermittlung der biologischen Strahlenwirkung auf die Messung einer passenden physikalischen Strahlenwirkung zurückgreifen[1]) und den nicht ganz einfachen Zusammenhängen zwischen physikalischer und biologischer Wirkung mehr oder weniger gut durch Zusatzfaktoren Rechnung tragen (z. B. Zeitfaktor, relative biologische Wirksamkeit u. a.). So kommt man zu der Definition verschiedener Arten von „Dosis“größen und entsprechenden „Dosiseinheiten“. Dabei muß eine für ein Meßverfahren brauchbare Strahlenwirkung die Bedingungen der Eindeutigkeit, der ausreichenden Empfindlichkeit und der sofortigen Ablesbarkeit erfüllen.

2.971 Dosiseinheit für Röntgen- und Gamma-Strahlung

Eine im obigen Sinne gut meßbare physikalische Strahlenwirkung ist die Ionisierung der Luft. Die hierauf beruhende Messung der Dosis der Röntgen- und Gamma-Strahlen

[1]) Ein biologisches Verfahren zur Ermittlung der Dosis beruhte z. B. auf der Messung der einer Bestrahlung folgenden Hautrötung; daraus resultierte die „Hauterythemdosis“ (s. 2.982).

zeichnet sich durch große Empfindlichkeit, bequeme Anwendung und einen großen Meßbereich bei genügender Genauigkeit aus.

Auf der Ionisierung der Luft beruht die Definition der Dosiseinheit 1 Röntgen (r). Sie wurde für Röntgen- und Gamma-Strahlung auf Vorschlag der deutschen Fachvertreter bereits auf dem Internationalen Radiologenkongreß in Stockholm 1928 eingeführt und war vorher schon seit 1924 mit einer kleinen Abweichung von der späteren internationalen Definition in Deutschland in Gebrauch[1]). Die international vereinbarte Definition der Einheit „Röntgen" lautet: „1 Röntgen ist eine solche Menge einer Röntgen- oder Gamma-Strahlung, daß die damit verbundene Korpuskularemission[2]) je 0,001293 g Luft[3]) Ionen in Luft erzeugt, die eine elektrostatische Einheit der Elektrizitätsmenge beiderlei Vorzeichens tragen", oder anders ausgedrückt:

$$1\ \text{r} \triangleq 773{,}4\ \text{esE/g Luft} \triangleq 2{,}58 \cdot 10^{-7}\ \text{C/g Luft}$$

und wegen $e = 4{,}80 \cdot 10^{-10}$ esE $\triangleq 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C

$$1\ \text{r} \triangleq 1{,}61 \cdot 10^{12}\ \text{Ionenpaare/g Luft}.$$

Die mittlere Energie zur Bildung eines Ionenpaares in Luft durch ionisierende Korpuskeln ist in weiten Grenzen unabhängig von der Energie der Korpuskeln und hat den Wert $W \approx 33$ bis $35\ e\text{V}$ [6]. Nach den neuesten Empfehlungen der Internationalen Kommission für Radiologische Einheiten („International Commission on Radiological Units", abgekürzt: ICRU), die anläßlich des Internationalen Kongresses für Radiologie in Mexiko 1956 diskutiert und angenommen wurden [9], ist für Röntgen- und Gamma-Strahlung mit einer Quantenenergie größer als 20 keV für Luft der Wert $W = 34\ e\text{V} = 5{,}44 \cdot 10^{-11}$ erg einzusetzen. Dann ergibt sich für die einer Dosis von 1 Röntgen entsprechende spezifische Energieabsorption

$$E_{\text{s, Luft}} = 87{,}7\ \text{erg/g Luft}. \tag{1}$$

Fällt dieselbe Strahlung auf einen anderen Stoff, so verhält sich die in diesem Stoff absorbierte Energie zu der in Luft absorbierten wie die Massenenergieabsorptionskoeffizienten

$$E_{\text{s, Stoff}} : E_{\text{s, Luft}} = {}_m\mu_{E,\,\text{Stoff}} : {}_m\mu_{E,\,\text{Luft}}. \tag{2}$$

Der Massenenergieabsorptionskoeffizient (im allgemeinen in cm^2/g gemessen) ist energieabhängig. Daher ist der Wert für die jeweilige Quantenenergie der Röntgen- oder Gamma-Strahlung zu nehmen, die an der interessierenden Stelle zur Wirkung kommt. Er setzt sich aus drei Summanden zusammen:

$$_m\mu_E = p_{(\text{Fl})} \cdot {}_m\tau + p_{(\text{Str})} \cdot {}_m\sigma + p_{(\text{Paarb})} \cdot {}_mK. \tag{3}$$

${}_m\tau$, ${}_m\sigma$ und ${}_mK$ sind die „wahren" Massenabsorptionskoeffizienten für den Photo- bzw. Compton- bzw. Paarbildungseffekt. Die Faktoren $p_{(\text{Fl})}$, $p_{(\text{Str})}$ und $p_{(\text{Paarb})}$ sind Korrekturfaktoren für den Energieverlust durch Fluoreszenz- bzw. Streu- bzw. Vernichtungsstrahlung. Bei allen drei Korrekturfaktoren ist auch der Verlust durch Bremsstrahlung einbezogen, die bei der Abbremsung der Elektronen entsteht[4]). In Tab. **A** 15 sind die Massenenergieabsorptionskoeffizienten einer Anzahl Elemente und von Wasser, Luft, Knochen und Muskel für Photonenenergien von 0,01 bis 10 MeV angegeben. Bei diesen Daten wurden die Korrekturfaktoren $p_{(\text{Fl})}$, $p_{(\text{Str})}$ und $p_{(\text{Paarb})}$ soweit möglich berücksichtigt. Für Muskel und Knochen wurde dafür die in Tab. **381.**1 angegebene prozentuale Zusammensetzung (Gewichtsprozente) angenommen. Die

---

[1]) Behnken, H., u. Jaeger, R., Z. Techn. Phys. 7 (1926), 563. — Behnken, H., Die Absolutbestimmungen der Dosiseinheit „1 Röntgen" in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Strahlentherapie **26** (1927), 77.

[2]) Die Auslösung von Elektronen über den Photo-, Compton- bzw. Paarbildungseffekt.

[3]) Das ist die Masse von 1 cm^3 trockener atmosphärischer Luft bei 0°C und 760 mm Quecksilberdruck.

[4]) Fano, U., Gamma-ray attenuation, Teil I, Basic processes, Nucleonics **11**, Nr. 8 (1953), 8; Teil II, Analysis of penetration, Nucleonics **11**, Nr. 9 (1953), 55.

Daten sind aus Joyet u. a.[1]) entnommen, wobei die kleine Menge an Cl unberücksichtigt blieb. Für die Luft wurde folgende Zusammensetzung angenommen: 75,5% N_2, 23,2% O_2 und 1,3% A (Gewichtsprozente).

Nach Gl. (2) ergibt sich mit den entsprechenden Werten aus Tab. **A** 15 für die bei Einstrahlung von 1 r Röntgen- oder Gamma-Strahlung in 1 g Wasser absorbierte Energie:

Bei 0,2 MeV: $$E_{\mathrm{s,\,Wasser}} = 87{,}7 \cdot 0{,}03/0{,}0268 \text{ erg} = 98{,}2 \text{ erg} \qquad (4)$$

Bei 3,0 MeV: $$E_{\mathrm{s,\,Wasser}} = 87{,}7 \cdot 0{,}0227/0{,}0205 \text{ erg} = 97{,}2 \text{ erg.} \qquad (5)$$

Als Mittelwert kann für den gesamten Energiebereich von 0,2 bis 3,0 MeV eine Energieabsorption von 97 bis 98 erg je g Wasser oder „weiches Gewebe" angenommen werden.

381.1 Prozentuale Zusammensetzung von Muskel und Knochen

Element	Muskel (gestreift) (%)	Knochen (Oberschenkel) (%)
H	10,2	6,4
C	12,3	27,8
N	3,5	2,7
O	72,9	41,1
Na	0,08	—
Mg	0,02	0,2
P	0,2	7,0
S	0,5	0,2
K	0,3	—
Ca	0,007	14,7

Nach der Definition des Röntgen wird die Messung der Ladung aller Ionen verlangt, die von den in einem Luftvolumen durch die Röntgen- oder Gamma-Strahlung erzeugten Sekundärelektronen insgesamt in Luft gebildet werden, also innerhalb und außerhalb dieses durchstrahlten Volumens. Diese Ladung ist durch die Masse der Luft in diesem Volumen zu dividieren. Um die Röntgenstrahldosis absolut in Röntgen zu messen (Standarddosimetrie)[2]), verwendet man z. B. große Ionisationskammern („Faßkammer"), bei denen dafür gesorgt ist, daß in dem Meßvolumen durch von außen eintretende, in der Umgebung erzeugte Sekundärelektronen ebensoviel Ionen gebildet werden wie von den in diesem Volumen erzeugten Sekundärelektronen außerhalb des Meßvolumens, d. h. daß das „Elektronengleichgewicht" gewährleistet ist.

Im Bereich der Röntgen- und Gamma-Strahlen höherer Energie wachsen die Energie und damit die Reichweite der Korpuskularstrahlung sehr stark an. Es wird daher in zunehmendem Maße schwierig, die Dosis in Röntgen (r) zu messen, wenn die Quantenenergie der Röntgen- oder Gamma-Strahlung zu hohen Werten ansteigt. Nach den internationalen Vereinbarungen kann das „Röntgen" jedoch zu praktischen Zwecken für Röntgen- und Gamma-Strahlen mit Quantenenergien bis zu 3 MeV verwandt werden [4].

Bei höheren Quantenenergien soll auch für Röntgen- und Gamma-Strahlen die Einheit „rad" (vgl. 2.972) benutzt werden.

2.972 Dosiseinheit für alle Arten ionisierender Strahlen (rad)

(Röntgen-, Gamma-, Alpha-, Beta-, Protonen- oder Neutronenstrahlen)

Das „Röntgen" kann entsprechend seiner Definition nicht als Dosiseinheit für Korpuskularstrahlung verwendet werden. Auf dem Internationalen Radiologen-Kongreß

[1]) Joyet, G., Trümpy-Eggenberger, C., Mauderli, W., Die Dosis von Gamma-Strahlung sehr hoher Energie, „Das Brown-Boveri-Betatron", herausgegeben von der Brown-Boveri-A.G., Baden/Schweiz 1953.

[2]) Jaeger, R., Die Standarddosimetrie ionisierender Strahlung und ihre Aufgaben, Strahlentherapie **89** (1953), 481. Dort auch weitere Literatur. — Rajewsky, B., Dorneich, M., Bunde, E., Lang, D., Sewkor, A., Jaeger, R., u. Hübner, W., Darstellung, Wahrung und Übertragung der Einheit der Dosis für Röntgen- und Gamma-Strahlen mit Quantenenergien zwischen 3 keV und 500 keV, Richtlinien zur Standarddosimetrie, veröffentlicht durch die Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig 1955.

in Kopenhagen 1953 wurde daher eine neue, für alle Arten ionisierender Strahlen gültige Dosiseinheit eingeführt, das „rad“.

Definition: Das rad ist die Einheit der „absorbierten Dosis“. 1 rad = 100 erg je Gramm[1]).

Absorbierte Dosis irgendeiner ionisierenden Strahlung ist die Energie, die durch ionisierende Teilchen je Masseneinheit bestrahlten Materials an der interessierenden Stelle abgegeben wird[2]).

Gemäß Gl. (4) und (5) kann bei Röntgen- oder Gamma-Strahlen für „weiches Gewebe“ 1 r praktisch gleich 1 rad gesetzt werden. (1 r = 0,97 bis 0,98 rad).

Für Luft ist gemäß Gl. (1) 1 r Röntgen- oder Gamma-Strahlen gleich 0,88 rad. Die Faktoren f zur Umrechnung der absorbierten Dosis in Luft (rad) in die absorbierte Dosis in Wasser, Knochen oder Muskel sind in Tab. **A 15** (rechte Spalte) angegeben. Die Ermittlung bzw. Messung der Dosis in rad ist trotz der in den Empfehlungen der ICRU 1956 [9] gegebenen Anleitungen und Hinweise noch sehr problematisch und wird zur Zeit im internationalen Rahmen heftig diskutiert. (Vgl. hierzu auch die Beiträge von Glocker[3]) und Fränz und Hübner[4]) sowie das neue Normblatt DIN 6809[5]).

In den neuen Empfehlungen der ICRU 1956 [9] wird noch der Begriff der RBW-Dosis eingeführt.

Definition: Die RBW-Dosis ist gleich dem Produkt aus der absorbierten Dosis in rad und einem für die betreffende Strahlenart sowie im Hinblick auf eine bestimmte Form der Strahlenwirkung festgelegten konventionellen Wert der RBW („Relative Biologische Wirksamkeit“, vgl. 2.942).

Zum Vergleich wird dabei eine Standardstrahlung mit einem linearen Energieumsatz (abgekürzt LET von „linear energy transfer“) von 3 keV/μm in Wasser bei einer Dosisleistung von etwa 10 rad/min zugrunde gelegt (s. Tab. **376.1** und **377.1**).

Die RBW-Dosis wird in „rem“ angegeben (Abkürzung für „roentgen equivalent man“).

Definition: 1 rem ist diejenige „absorbierte Dosis“ (in rad) irgendeiner ionisierenden Strahlung, die unter den gleichen Bedingungen die gleiche biologische Wirkung hervorruft wie 1 rad Röntgen- oder Gamma-Strahlung (LET = 3 keV/μm in Wasser).

Das rem ist gemäß dieser Definition mit der gleichen Ungenauigkeit behaftet wie der jeweilige Wert der RBW. Seine Anwendung soll daher beschränkt bleiben auf Angaben, die sich auf den Strahlenschutz beziehen (vgl. ICRU 1956 [9]). So läßt sich z. B. folgende Angabe machen: „Die bei Ganzkörperbestrahlung höchstzulässige Wochen-RBW-Dosis beträgt 0,3 rem ohne Rücksicht auf die Strahlenart, der die betreffende Person ausgesetzt ist“ (vgl. Abschnitt 2.981).

---

[1]) Vor der Einführung der Einheit „rad“ war vielfach die Dosiseinheit 1 rep (Abkürzung für „roentgen equivalent physical“) benutzt worden. Nach der ursprünglichen Definition (Parker, H. M., Health-physics, instrumentation and radiation protection, in Advances in Biological and Medical Physics, New York 1948) war 1 rep diejenige Menge irgendeiner ionisierenden Strahlung, bei der eine Energieabsorption von 83 erg je 1 cm^3 Gewebe (weiches Gewebe, 1 $cm^3 \approx$ 1 g) erfolgt (d. h. etwa der gleiche Energiebetrag, der bei Einstrahlung von 1 r Röntgenstrahlen in 1 g Luft absorbiert wird).

[2]) Gegen die Einführung des Begriffes „absorbed dose“ (absorbierte Dosis) hatten die deutschen Mitglieder der ICRU stärkste Bedenken erhoben. Eine Dosis setzt bereits die Absorption der Strahlung in einem Stoff voraus; der Ausdruck „absorbierte Dosis“ ist an sich also ein Pleonasmus (vgl. Glocker)[3]).

[3]) Glocker, R., Der Dosisbegriff und die Dosiseinheiten „Röntgen“ und „rad“, Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgenstr. u. d. Nukl. Med. **84** (1956), 137.

[4]) Fränz, H., u. Hübner, W., Zur Frage des Dosisbegriffs und der Dosiseinheiten, Strahlentherapie **102** (1957), 590.

[5]) DIN 6809, Röntgen- und Gamma-Strahlen in Medizin und Biologie, Regeln für die Dosimetrie, Januar 1958 (Ersatz für DIN 6809, Ausgabe 1941).

Im Falle der Einwirkung eines Gemisches aus verschiedenen Strahlenarten wird angenommen, daß die RBW-Dosis gleich der Summe der Produkte aus der absorbierten Dosis jeder in der Mischung vorhandenen Strahlenart j und dem zugehörigen Wert der RBW ist:

$$\text{RBW-Dosis (in rem)} = \sum_j [\text{absorbierte Dosis (in rad)} \cdot \text{RBW}]_j. \qquad (6)$$

2.973 Dosisleistung

Die Dosisleistung $\dot{D}$ ist der Differentialquotient der Dosis nach der Zeit:

$$\dot{D} = \frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}t}. \qquad (7)$$

Praktisch interessiert meist nur die mittlere Dosisleistung $\bar{\dot{D}}$ in einem gewissen Zeitbereich t:

$$\bar{\dot{D}} = \frac{D}{t}. \qquad (8)$$

2.974 Einheit der Radioaktivität („Curie“, abgekürzt c)

Die Menge eines radioaktiven Stoffes kann entweder in den üblichen Mengenmaßen oder durch seine Aktivität gemessen werden. Im letzteren Falle definiert man als Einheit der Menge diejenige, in der je Sekunde $3{,}700 \cdot 10^{10}$ Zerfallsakte geschehen. Man nennt diese Menge ein Curie (c).

Diese Rate ist ungefähr gleich der Zerfallsrate von 1 g Ra^{226}.

2.975 Spezifische Gamma-Strahl-Dosisleistung („Dosiskonstante“)

Die spezifische Gamma-Strahl-Dosisleistung (Dosiskonstante) I_γ einer radioaktiven Stoffmenge ist die Dosisleistung $\dot{D}$, die durch die ungefilterte Gamma-Strahlung einer punktförmigen Quelle des Stoffes ohne Berücksichtigung der Schwächung in Luft in einer bestimmten Entfernung r in Luft erzeugt wird, multipliziert mit dem Quadrat dieser Entfernung und dividiert durch die Aktivität A der radioaktiven Stoffmenge.

$$I_\gamma = \frac{\dot{D} \cdot r^2}{A}.$$

383.1 Dosiskonstanten I_γ einiger Gamma-Strahler

Radioisotop	Halbwertszeit $T_{1/2}$	Energie der Gamma-Strahlung[1] MeV	Dosiskonstante I_γ in Luft $\frac{\mathrm{r\,m^2}}{\mathrm{h\,c}}$
Ra^{226} [2]	1580 a	max. 2,2	0,84
Co^{60}	5,2 a	1,17 (100) 1,33 (100)	1,3
$Cs^{137} + Ba^{137}$	37 a	0,66	0,34
Ta^{182}	111 d	0,066 ··· 1,223	0,61
Ir^{192}	74,37 d	0,136 ··· 0,613	0,27
Na^{24}	14,8 h	2,76 (100) 1,38 (100)	1,92
J^{131}	8 d	0,08 ··· 0,722	~ 0,3
Au^{198}	2,69 d	0,411 (100)	0,23
Fe^{59}	45,1 d	1,3 (50) 1,1 (50)	0,65
Br^{82}	35,9 h	0,547 ··· 1,312	1,5

[1]) In Klammern sind die Emissionswahrscheinlichkeiten (%) der betreffenden Gamma-Linien (soweit sie vorliegen) beigefügt.

[2]) Gefiltert mit 0,5 mm Pt, im Gleichgewicht mit den kurzlebigen Folgeprodukten.

Die Einheit der spezifischen Gamma-Strahl-Dosisleistung ist z. B. r m²/h c. In Tab. **383.1** sind die Dosiskonstanten einiger häufig verwendeter Gamma-Strahler zusammengestellt.

2.98 Strahlenschutznormen

Seit Beginn der allgemeinen Anwendung der Röntgenstrahlen und der Strahlen der natürlich radioaktiven Substanzen in der Medizin, in Forschung und Technik war es dringend notwendig, den Problemen des Strahlenschutzes besondere Beachtung zu schenken. Die gesundheitsschädigende Wirkung einer dauernden Strahlenbelastung — auch bei verhältnismäßig kleiner Dosisleistung — der in den Strahlenlaboratorien der Industrie und der Forschungsinstitute, den medizinischen Röntgen- und Radium- sowie anderen Strahlenbetrieben Beschäftigten wurde zwar schon bald[1]), aber in ihrer ganzen Tragweite nicht frühzeitig genug, erkannt. Die schweren Strahlenschäden und der frühzeitige Tod vieler Pioniere der Radiologie und der Röntgentechnik sind ein warnendes Beispiel für Fehler und Unterlassungssünden der Vergangenheit. Um so mehr haben heute alle Verantwortlichen die Pflicht, dafür zu sorgen, daß solche tragischen Entwicklungen sich nicht wiederholen. Die heute bekannten Forschungsergebnisse der Radiologie, Strahlenbiologie und Biophysik sowie das zur Frage der biologischen Wirkung energiereicher Strahlen zur Verfügung stehende reiche Erfahrungsmaterial geben uns, trotz aller noch vorhandenen Lücken, die Möglichkeit, Normen und Regeln zum Strahlenschutz aufzustellen, deren Einhaltung — wenigstens nach dem heutigen Stande unseres Wissens — praktisch eine Strahlenschädigung ausschließt.

2.981 Höchstzulässige Dosiswerte

Auf Grund der vorliegenden Erfahrungen war es notwendig, verbindliche Werte höchstzulässiger Dosen für die verschiedenen Arten ionisierender Strahlen festzulegen, die als Grundlage für die Berechnungen und Überlegungen des praktischen Strahlenschutzes dienen können.

Wir müssen dabei unterscheiden zwischen der Einwirkung einer einmalig kurzzeitig verabfolgten Strahlendosis und einer lang andauernden Einwirkung bei kleiner Dosisleistung. Der letzte Fall liegt z. B. bei der beruflichen Strahlenbelastung vor.

Die höchstzulässige Dosis (die früher oft auch „Toleranzdosis" genannt wurde) ist dabei definiert (ICRP 1953 [4]) als „diejenige Dosis ionisierender Strahlung, die nach unseren gegenwärtigen Kenntnissen und Erfahrungen aller Voraussicht nach der betreffenden Person während ihrer Lebenszeit keinen merklichen körperlichen Schaden zufügt". Der Wortlaut dieser Definition läßt deutlich die Unsicherheit erkennen, die auch heute noch mit diesem Begriff verbunden ist: Die strahlenbiologischen bzw. biophysikalischen Grundlagen zur Festlegung allgemein verbindlicher höchstzulässiger Dosiswerte sind trotz der großen Fortschritte auf diesen Forschungsgebieten auch bis heute noch nicht endgültig geklärt. Der Ausdruck „merklicher körperlicher Schaden" bedeutet hierbei (ICRP 1953 [4]) „irgendeine körperliche Schädigung oder Einwirkung, welche die betreffende Person als unangenehm empfindet und/oder zuständige medizinische Fachleute als gefährlich für die Gesundheit und das Wohlbefinden der Betreffenden ansehen würden".

---

[1]) Die letalen Wirkungen radioaktiver Stoffe wurden schon 1904 von Pierre Curie und zwei seiner medizinischen Kollegen nachgewiesen (Bouchard, Ch., Curie, P., u. Balthazard, V., Action Physiologique de l'émanation du Radium, Compt. Rend. **138** (1904, 1384). In Tierexperimenten zeigten sie, daß bei Dauerinhalation von Luft mit hohen Radonkonzentrationen der Tod der Tiere bereits nach Stunden eintrat. Bei den gleichen Untersuchungen wies Curie mittels Autoradiographie nach, daß die radioaktiven Folgeprodukte des Radons in den verschiedenen Geweben in verschieden großen Mengen abgelagert waren.

2.982 Dauerbestrahlung mit kleiner Dosisleistung

Die erste Festlegung eines numerischen Wertes für die höchstzulässige Dosis stammt aus dem Jahre 1925 von dem Amerikaner Mutscheller[1]). Dieser hatte auf Grund gewisser Erhebungen in Röntgenbetrieben und den dabei vorgefundenen Verhältnissen, wie sie bei einigen typischen, durchschnittlichen Röntgenapparaturen der damaligen Zeit vorlagen, vorgeschlagen, die Strahlenschutzmaßnahmen so durchzuführen, daß die Dosis, die eine Bedienungsperson innerhalb von 30 Tagen erhält, $^1/_{100}$ der „Erythemdosis" (Dosis, die ein Hauterythem beim Menschen hervorruft) nicht übersteigt. Dieser von Mutscheller vorgeschlagenen Norm liegen jedoch keine experimentellen Untersuchungen zugrunde. Nach Einführung der Röntgeneinheit wurde die Mutschellersche „Toleranzdosis" in Röntgen umgerechnet: Es ergab sich damals für die Dosisleistung der Wert 0,04 r/h.

Aus dieser Mutscheller-Dosis wurde auch die bis vor einigen Jahren in Deutschland gültige, seinerzeit behördlich festgelegte[2]) „Toleranzdosis" von 0,25 r/Tag abgeleitet, berechnet unter der Annahme von 6 Stunden täglicher Arbeit mit Strahlung. Im Laufe der folgenden Jahre wurde dieser Wert in den verschiedenen Ländern immer weiter herabgesetzt. In Tab. **385.**1 ist diese Entwicklung dargestellt. Die jeweils festgelegten Grundwerte sind fett gedruckt. (Über die in letzter Zeit vorgeschlagene, weitere Herabsetzung siehe unten.)

Strahlenbelastung von außen. Während früher die berufliche Strahlenbelastung im wesentlichen durch Röntgenstrahlen bzw. durch die Gamma-Strahlen des Radiums bedingt war und die höchstzulässige Tages- oder Wochendosis als Luft- oder Oberflächendosis in Röntgen angegeben wurde, hat die steigende Anwendung der künstlich radioaktiven Isotope und der Bau von Kernreaktoren die Möglichkeit einer beruflichen

385.1 Höchstzulässige Dosiswerte in rem für verschiedene Zeiträume

		1 Tag	1 Woche	$^1/_4$ Jahr	1 Jahr	30. Lebensjahr*)	60. Lebensjahr*)
„Toleranzdosen" Stand 1950	Mutscheller (1925)						
	Deutschland „somatisch"	**0,25**	**1,25**		62,5	625	
	Deutschland „genetisch"	**0,025**	0,125		6,25	62,5	
	England	0,1	0,5		25	250	
	USA	0,1	0,6		30	300	
	Schweden	0,01	0,06		3,0	30	
	ICRP-Vorschlag: 1950 (London)	0,05	**0,3**		15	150	
	ICRP-Vorschlag 1953 (Kopenhagen) Teile der Bevölkerung	0,005	**0,03**		1,5	15	
ICRP 1956 Vorschlag New York	Mit Strahlen Beschäftigte:		**0,3**	**3**	**5**	**50**	**200**
	Gesamte Bevölkerung					**10**	
	Natürliche Strahlenbelastung		0,002			3···4	

*) Bei den Zahlenwerten ist angenommen, daß die Beschäftigung im Strahlenbetrieb mit dem 20. Lebensjahr beginnt.

[1]) Mutscheller, A., Physical standards of protection against roentgen-ray dangers. Am. J. of Roentgenology **13** (1925), 65.

[2]) Verordnung zum Schutze gegen Schädigungen durch Röntgenstrahlen und radioaktive Stoffe in nichtmedizinischen Betrieben (Röntgenverordnung) vom 7. Februar 1941, Reichsgesetzblatt 1941, Teil I, S. 88.

Strahlenbelastung auch durch andere Arten ionisierender Strahlen und durch Neutronen ergeben. Es ist daher erforderlich, allen Betrachtungen die Dosiswerte zugrunde zu legen, die in den verschiedenen Körperorganen tatsächlich wirksam werden. Die Erfahrung hat gezeigt, daß bestimmte Organe ganz besonders empfindlich sind. Die ICRP (1953) [4] betrachtet die folgenden Organe und die möglichen Spätschäden im Hinblick auf den Strahlenschutz als kritisch:

1. Die Haut; 2. die blutbildenden Organe; 3. die Gonaden (im Hinblick auf die Herabsetzung der Fruchtbarkeit); 4. die Augen (im Hinblick auf die Ausbildung von Katarakten); 5. den Gesamtkörper.

Aus dieser Erkenntnis werden die folgenden Werte als höchstzulässige Wochendosis für die kritischen Organe bei Ganzkörperbestrahlung mit Röntgen- oder Gamma-Strahlen vorgeschlagen:

a) 0,3 r/Woche in den blutbildenden Organen, den Gonaden und den Augen;

b) 0,6 r/Woche in der Basalschicht der Epidermis.

Es kann dabei angenommen werden, daß die genannten Forderungen erfüllt sind, wenn die in freier Luft (d. h. ohne Rückstreuung) gemessene Dosis 0,3 r/Woche nicht überschreitet.

Bei Ganzkörperbestrahlung mit beliebigen Arten von ionisierenden Strahlen:

a) 0,3 rem/Woche in den blutbildenden Organen, den Gonaden und den Augen;

b) 0,6 rem/Woche in der Basalschicht der Epidermis.

Für den Fall der Teilbestrahlung des Körpers (Hände und Unterarme oder Füße und Knöchel oder Kopf und Nacken) soll die höchstzulässige Dosis Röntgen- oder Gamma-Strahlung 1,5 r/Woche betragen (vorausgesetzt, daß im Falle der Bestrahlung des Kopfes die Augen so geschützt sind, daß sie nicht mehr als 0,3 r/Woche erhalten). Für andere Arten ionisierender Strahlen ist 1,5 rem/Woche zu setzen.

Bei äußerer Einstrahlung von Neutronen sind die folgenden Festlegungen verbindlich:

Die höchstzulässige Bestrahlung mit Neutronen im Energiebereich von 0,025 *e*V (thermisch) bis zu 10 M*e*V soll so sein, daß entweder in einer Tiefe von 2 cm unter der Gewebeoberfläche 300 mrem/Woche = 30 mrad/Woche (vgl. Tab. **389.**1)

oder für Bestrahlungszeiten von maximal 40 Stunden je Woche, die in Tab. **386.**1 angegebenen Werte der Neutronenflußdichten nicht überschritten werden.

386.1 Höchstzulässige Neutronenflußdichten[1])

Neutronenenergie	Neutronenflußdichte Neutronen/cm² · s
0,025 *e*V	2000
10 *e*V	2000
10 k*e*V	1000
0,1 M*e*V	200
0,5 M*e*V	80
1 M*e*V	60
2 M*e*V	40
3...10 M*e*V	30

Strahlenbelastung von innen (Inkorporation radioaktiver Substanzen). Bei der Wirkung inkorporierter radioaktiver Substanzen spielt die Korpuskularstrahlung eine besondere Rolle. Die Reichweite der Alpha- und Beta-Teilchen im Gewebe ist gering (vgl. 2.95). Die Abgabe der gesamten Energie der Teilchen erfolgt in der unmittelbaren Umgebung des Zerfallsortes der Atome des radioaktiven Isotops. Hinzu kommt, daß das Verhalten eines bestimmten radioaktiven Isotops im Stoffwechselgeschehen des Körpers von seinem physikalischen und

[1]) In Übereinstimmung mit Abschnitt 2.942 Tab. **377.**1 wurde dabei angenommen, daß die Werte der RBW für Gamma-Strahlen gleich 1, für Protonen gleich 10 und für schwere Rückstoßkerne gleich 20 sind.

chemischen Zustand und den physiologisch-chemischen Bedingungen abhängt, die stark variieren. Die radioaktiven Isotope können sich in bestimmten Organen und möglicherweise sogar in mikroskopischen Gewebsbereichen anreichern und zu besonders hoher örtlicher Strahlenbelastung führen. Der oben bereits eingeführte Begriff des „kritischen Organs" erhält hierbei eine besondere und sehr wesentliche Bedeutung. Als „kritisches Organ" für ein bestimmtes radioaktives Isotop wird dasjenige Körperorgan bezeichnet, von dem anzunehmen ist, daß seine mit der Einverleibung des radioaktiven Isotops verbundene Strahlenbelastung sich für die Gesundheit des betr. Individuums am nachteiligsten bemerkbar macht, weil dieses Organ lebenswichtig ist, das entsprechende Element besonders konzentriert und es nur langsam, mit großer „biologischer Halbwertzeit" (s. u.) ausscheidet. (Das Organ, in dem die stärkste Anreicherung des radioaktiven Isotops erfolgt, braucht also nicht notwendigerweise „kritisches Organ" zu sein.)

Den Abschätzungen der für den Menschen höchstzulässigen Strahlenbelastung durch inkorporierte radioaktive Isotope wird das folgende Erfahrungsmaterial zugrunde gelegt:

1. Jahrzehntelange Erfahrungen aus dem Uranbergbau (Dauerinhalation von Radon), der radiumverarbeitenden Industrie (Radiumvergiftungsfälle) und der Therapie mit natürlich radioaktiven Substanzen. 2. Jüngere Erfahrungen über die Wirkung inkorporierter künstlich radioaktiver Isotope beim Menschen, die aus (glücklicherweise nur wenigen) bekanntgewordenen Unglücksfällen im Laborbetrieb und aus der medizinischen Anwendung stammen. 3. Wirkungen von Röntgen- und Gamma-Strahlen bei Bestrahlung von außen. 4. Die Strahlenbelastung durch die in der Umgebung und im Körper vorkommenden natürlichen radioaktiven Isotope (Ra^{226}, K^{40}, C^{14}, Radon, vgl. Tab. **369.**1). 5. Tierexperimente mit radioaktiven Isotopen.

Auf Grund der langjährigen Erfahrungen mit Radium (Ra^{226})[1]) wird die zulässige Gesamtmenge Radium, die im menschlichen Körper für längere Zeit (ungleichmäßig) abgelagert sein darf („Restradiummenge"), zu

$$0{,}1\ \mu c\ Ra^{226} \mathrel{\hat{=}} 0{,}1\ \mu g\ Ra^{226}$$

angenommen [1], [4]. Dieser Wert kann hinreichend gesichert gelten, und man bestimmt daher neuerdings die zulässigen Mengen von knochensuchenden Alpha-Strahlern[2]) (z. B. Pu) durch Vergleich mit Radium. Da sich in Tierexperimenten gezeigt hat, daß manche im Knochen als kritisches Organ gespeicherte radioaktive Isotope noch ungleichmäßiger als Radium abgelagert werden, bezieht man auf 20 % der für Ra^{226} zulässigen Menge (Sicherheitsfaktor 5). Weil je Zerfallsakt Ra^{226} einschließlich 55 % der kurzlebigen alpha-strahlenden Folgeprodukte — die andere Hälfte der Zerfallsprodukte soll mit der ausgeatmeten Radiumemanation den Körper verlassen — insgesamt der Energiebetrag 16,2 MeV absorbiert wird, errechnet sich die im menschlichen Körper höchstzulässige Menge (HZM) eines knochensuchenden Alpha-Strahlers nach der Formel:

$$\mathrm{HZM}_\alpha = \frac{0{,}1\,\mu c}{5}\,\frac{16{,}2\,\mathrm{MeV}}{\sum\limits_i p_{\alpha i}\cdot E_{\alpha i}} = \frac{0{,}32\,\mu c\cdot \mathrm{MeV}}{\sum\limits_i p_{\alpha i}\cdot E_{\alpha i}} \tag{10}$$

$p_{\alpha i}$ ist der Anteil der Alpha-Teilchen der Energie $E_{\alpha i}$ (in MeV) an der gesamten Alpha-Emission des Strahlers und seiner Folgeprodukte.

Bei den anderen radioaktiven Isotopen führen die obengenannten nach 1 bis 5 gewonnenen Erfahrungen in den meisten Fällen nicht zu übereinstimmenden Ergebnissen.

---

[1]) Muth, H., Einige neue Gesichtspunkte zur Festlegung höchstzulässiger Dosiswerte für ionisierende Strahlen, Strahlentherapie **103** (1957), 66. Dort auch weitere Literaturangaben.

[2]) „Knochensucher" sind solche Substanzen, die sich im Knochen anreichern (in der englischen Literatur „boneseeker" genannt).

Daher werden aus den zum Teil noch sehr unvollständigen zur Zeit bekannten biologischen Daten über das Verhalten der Elemente im menschlichen Körper und aus den Ergebnissen von Stoffwechselstudien sowie aus den physikalischen Konstanten der radioaktiven Isotope höchstzulässige Werte berechnet. Dabei wird angenommen, daß sich ein radioaktives Isotop hinsichtlich der Verteilung, Ausscheidung und Ablagerung im Körper wie das (stabile) Element verhält. Bei den Berechnungen werden die folgenden weiteren vereinfachenden Annahmen gemacht:

1. Die zeitliche Ausscheidung eines Radioisotops verläuft exponentiell mit einer biologischen Halbwertszeit (T_b). Die Aktivitätsabnahme erfolgt daher mit einer „effektiven Zerfallskonstanten" $\lambda_{\text{eff}} = \lambda + \lambda_b$ bzw. nach einer „effektiven Halbwertszeit"

$$T_{\text{eff}} = \frac{T \cdot T_b}{T + T_b}.$$

T Halbwertszeit des physikalischen Zerfalls, λ physikalische Zerfallskonstante, T_b biologische Halbwertszeit, λ_b biologische „Zerfallskonstante".

Die Annahme, daß die Ausscheidung eines radioaktiven Isotops aus dem Organismus durch eine einfache exponentielle Funktion dargestellt werden kann, gilt nur in grober Annäherung. Das tatsächlich vorliegende experimentelle Material läßt durchaus nicht immer einen einfachen exponentiellen Verlauf erkennen; das Gegenteil dürfte sogar die Regel darstellen.

2. Die höchstzulässigen Mengen radioaktiver Isotope im Gesamtkörper und die zulässigen Konzentrationen in Luft und Trinkwasser werden so berechnet, daß bei einer lebenslänglich (70 Jahre) dauernden, kontinuierlichen Zufuhr die höchstzulässige Wochendosis für Langzeitbestrahlung von 0,3 rem für das „kritische Organ" niemals überschritten wird.

3. Es wird angenommen, daß die Ablagerung im „kritischen Organ" gleichmäßig erfolgt. Wegen der Möglichkeit der unter Umständen sehr inhomogenen mikroskopischen Verteilung wird Unterschreitung der zulässigen Werte um einen Sicherheitsfaktor S empfohlen. Für die Energiekomponenten der Alpha-, Beta- und Positronen-Strahlen derjenigen radioaktiven Isotope, die sich im Knochen ablagern (mit Ausnahme von P^{32} und Ra^{226}), soll $S = 5$ gesetzt werden, für alle anderen Körperorgane, außer Knochen, $S = 1$, ebenso grundsätzlich für alle Röntgen- und Gamma-Strahler $S = 1$.

Auf Grund dieser Annahmen lassen sich einfache Formeln ableiten, die es gestatten, die höchstzulässigen Ablagerungsmengen radioaktiver Isotope im menschlichen Körper und die höchstzulässigen Konzentrationen in Luft zu berechnen [1], [4]. Dort sind auch in Tabellen für eine große Zahl von radioaktiven Isotopen bzw. Elementen die physikalischen und biologischen Daten zusammengestellt, deren Kenntnis zur Durchführung der Berechnungen erforderlich ist.

In Tab. **389.**1 sind die höchstzulässigen Dosen für die verschiedenen Strahlenarten sowohl für „Strahlung von außen" als auch für den Fall der Strahlenbelastung „von innen" unter Beachtung der in 2.942 Tab. **376.**1 und **377.**1 angegebenen Werte der Relativen Biologischen Wirksamkeit (RBW) zusammengestellt. Die Zahlen der Tabellen beziehen sich auf die speziellen Verhältnisse des Strahlenschutzes (berufliche Strahlenexposition, langandauernde Einwirkung bei kleiner Dosisleistung).

Die höchstzulässigen Ablagerungsmengen im menschlichen Körper sowie die höchstzulässigen Konzentrationen in Luft und Trinkwasser bei Dauerzufuhr sind für einige radioaktive Isotope in Tab. **390.**1 zu finden. Bezüglich der Zahlen für weitere Radioisotope wird auf [1] und [4] verwiesen.

Weitere Herabsetzung der höchstzulässigen Dosiswerte. Die neuen Empfehlungen der Internationalen Kommission für Strahlenschutz (Internationaler Radio-

389.1 Höchstzulässige Dosiswerte für verschiedene Strahlenarten. — Nach den Empfehlungen des Internationalen Radiologen-Kongresses Kopenhagen 1953 [4].

Strahlenart	Kritisches Organ	Toleranzdosis
I. Röntgen- und Gamma-Strahlen		
1. bei Gesamtkörperbestrahlung (von innen und außen)	a) Blutbildende Organe Gonaden und Augen	0,3 r/Woche ≈ 0,3 rad/Woche
	b) Basalschicht der Epidermis	0,6 r/Woche ≈ 0,6 rad/Woche
2. bei Teilbestrahlung des Körpers (Hände und Unterarme oder Füße und Knöchel oder Kopf und Nacken)		1,5 r/Woche ≈ 1,5 rad/Woche (Voraussetzung: im Falle der Kopfbestrahlung dürfen die Augen nicht mehr als 0,3 r/Woche erhalten)
II. Beta-Strahlen		
1. von innen	abhängig vom radioaktiven Isotop, seiner chemischen Form und der Zuführungsart	0,3 rem/Woche = 0,3 rad/Woche
2. von außen	wie unter I. 1a	0,3 rem/Woche = 0,3 rad/Woche
	wie unter I. 1b	0,6 rem/Woche = 0,6 rad/Woche
III. Alpha-Strahlen		
von innen	wie unter II. 1	0,3 rem/Woche = 0,03 rad/Woche
IV. Schnelle Neutronen		
von außen (biologische Wirkung über die im Gewebe ausgelösten energiereichen Rückstoß-Protonen)	wie unter I. 1a	0,3 rem/Woche = 0,03 rad/Woche
	wie unter I. 1b	0,6 rem/Woche = 0,06 rad/Woche

logen-Kongreß in Mexiko, Juli 1956) liegen bis jetzt noch nicht vor. Mit ihrer Veröffentlichung wird im Laufe des Jahres 1958 gerechnet. Auf den vorbereitenden Sitzungen der Hauptkommission und der Unterausschüsse in Genf im April 1956 bestand jedoch mit Rücksicht auf den ständig wachsenden Personenkreis, der berufsmäßig der Einwirkung ionisierender Strahlen ausgesetzt ist, allgemein die Auffassung, daß die seither gültige Wochendosis von 0,3 rem (vgl. Tab. **389.**1) weiter herabgesetzt werden sollte[1]).

Auf einer gemeinsamen Sitzung der Internationalen Kommissionen für Radiologische Einheiten und für Strahlenschutz zusammen mit dem Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation der Vereinten Nationen, die im Oktober 1956 in New York stattfand, wurde dann im Hinblick auf die Auslösung somatischer Strahlenschäden

[1]) Holthusen, H., Tagungen der Internationalen Kommissionen für Strahlenschutz und für Radiologische Einheiten und Strahlenmessung in Genf, April 1956, Bericht, Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgenstr. u. d. Nukl.-Med. **84** (1956), 770.

(Spätschäden) beschlossen, die folgenden neuen Werte der höchstzulässigen Dosen für den Fall der beruflichen Strahlenbelastung (Beschäftigte von Strahlenbetrieben) zu empfehlen:

Der Grundwert der höchstzulässigen Wochendosis soll, wie bisher, 0,3 rem betragen, jedoch mit der Einschränkung, daß

3 rem pro $^1/_4$ Jahr (13 Wochen)

und

5 rem pro Jahr

nicht überschritten werden.

390.1 Höchstzulässiger Gesamtgehalt des menschlichen Körpers und höchstzulässige Konzentrationen in Wasser und Luft bei Dauerzufuhr

Radionuklid	Kritisches Organ	Biolog. Halbwertszeit T_{biol} Tage	Effekt. Halbwertszeit T_{eff} Tage	Höchstzulässige[1]) Menge im Gesamtkörper μc		Höchstzulässige[1]) Konzentrationen: in Wasser c/l	Höchstzulässige[1]) Konzentrationen: in Luft c/l
A^{41}	Ges.-Körper	—	—	33	(3,3)	$5 \cdot 10^{-7}$ $(5 \cdot 10^{-8})$	$5 \cdot 10^{-10}$ $(5 \cdot 10^{-11})$
Xe^{133}	Ges.-Körper	—	—	320	(32)	$4 \cdot 10^{-6}$ $(4 \cdot 10^{-7})$	$4 \cdot 10^{-9}$ $(4 \cdot 10^{-10})$
Ra^{226}	Knochen	20000	16000	0,1	(0,01)	$4 \cdot 10^{-11}$ $(4 \cdot 10^{-12})$	$8 \cdot 10^{-15}$ $(8 \cdot 10^{-16})$
Pu^{239} (lösl.)	Knochen	43000	43000	0,04	(0,004)	$6 \cdot 10^{-9}$ $(6 \cdot 10^{-10})$	$2 \cdot 10^{-15}$ $(2 . 10^{-16})$
$Sr^{90} + Y^{90}$	Knochen	4000	2700	1	(0,1)	$8 \cdot 10^{-10}$ $(8 \cdot 10^{-11})$	$2 \cdot 10^{-13}$ $(2 \cdot 10^{-14})$
$Cs^{137} + Ba^{137}$	Muskulatur	25	17	98	(9,8)	$2 \cdot 10^{-6}$ $(2 \cdot 10^{-7})$	$2 \cdot 10^{-10}$ $(2 \cdot 10^{-11})$
J^{131}	Schilddrüse	120	7,5	0,6	(0,06)	$6 \cdot 10^{-8}$ $(6 \cdot 10^{-9})$	$6 \cdot 10^{-12}$ $(6 \cdot 10^{-13})$
Co^{60}	Leber	8,4	8,4	3	(0,3)	$2 \cdot 10^{-5}$ $(2 \cdot 10^{-6})$	10^{-9} (10^{-10})
Mischung von Spaltprodukten (Beta- und Gamma-Strahler)	—	—	—	—		10^{-7}	10^{-9}
Mischung von Alpha-Strahlern	—	—	—	—		10^{-7}	$5 \cdot 10^{-12}$

Bis zum 30. Lebensjahr soll die individuelle Gesamtdosis 50 rem nicht überschreiten. (Beginn der beruflichen Beschäftigung in Strahlenbetrieben nicht vor dem 20. Lebensjahr!) Für jede weitere Dekade über 30 Jahre soll als höchstzulässige Dosis der Wert 50 rem verbindlich sein, so daß ein Beschäftigter mit 60 Jahren im Höchstfalle eine Gesamtdosis von 200 rem erhalten hat (vgl. Tab. **385.1**).

Praktisch bedeutet diese Neufestsetzung der höchstzulässigen Dosiswerte, daß bei täglicher Arbeit in einem Strahlenbetrieb die höchstzulässige Wochendosis im Mittel 0,1 rem beträgt. Das kommt im Vergleich zu der internationalen

[1]) Die Zahlen gelten für berufliche Strahlenbelastung. Die Werte in Klammer beziehen sich auf den Fall, daß größere Teile der Bevölkerung (z. B. in der Nähe von Kernreaktoren) der Einwirkung ausgesetzt sind.

Regelung, die bis zum Oktober 1956 Gültigkeit besaß (vgl. Tab. **385.1** und **389.1**), einer Herabsetzung um den Faktor 3 gleich.

Diese neuen Werte für die höchstzulässige Strahlenbelastung wurden inzwischen auch in den von den Arbeitskreisen 3 (Strahlenschutz beim Umgang mit radioaktiven Stoffen) und 5 (Rechts- und Verwaltungsfragen des Strahlenschutzes) der Fachkommission IV (Strahlenschutz) der Deutschen Atomkommission ausgearbeiteten Entwurf einer „Verordnung über den Schutz gegen Schädigung durch Strahlen radioaktiver Stoffe" aufgenommen. Dieser Entwurf soll für die gesamte Bundesrepublik verbindlich werden.

Das U.S. National Committee on Radiation Protection and Measurement hat die neuen Normen für den Bereich der USA ebenfalls übernommen und veröffentlicht [Maximum permissible radiation exposures to man, a preliminary statement of the National Committee on Radiation Protection and Measurement. Radiation Research **3** (1957), 513]. Bezüglich der sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Festlegung höchstzulässiger Mengen radioaktiver Isotope im menschlichen Körper und höchstzulässiger Konzentrationen in Luft und Wasser wird in dieser Veröffentlichung darauf hingewiesen, daß in allen Fällen, in denen der gesamte Körper oder die Gonaden das kritische Organ sind, die seitherigen Werte auf $^1/_3$ herabgesetzt werden müssen. Bei allen anderen Radionukliden treten keine Änderungen ein.

Strahlenbelastung größerer Teile der Bevölkerung bzw. der Gesamtbevölkerung. Bereits in den Empfehlungen der ICRP 1953 [4] wird die Forderung erhoben, die in Tab. **389.1** angegebenen Werte der höchstzulässigen Dosen für berufliche Strahlenbelastung auf 1/10 herabzusetzen, wenn größere Teile der Bevölkerung für längere Zeit einer Strahlenbelastung ausgesetzt sind. Das gleiche gilt für die höchstzulässigen Konzentrationen radioaktiver Isotope in Wasser und Luft (Tab. **390.1**). Auch hier wird ein Sicherheitsfaktor 1/10 empfohlen, insbesondere wenn stationäre Anlagen (z. B. Kernreaktoren) geplant werden, die laufend größere Mengen von radioaktivem Material in ihre Umgebung gelangen lassen, wobei eine größere Zahl von Menschen der Einwirkung ausgesetzt sein kann.

Für den Fall der Strahlenbelastung der Gesamtbevölkerung wurde neuerdings (ebenfalls auf der Tagung in New York, Oktober 1956) im Hinblick auf die genetischen Wirkungen der ionisierenden Strahlen [7] als Richtwert einer höchstzulässigen Dosis der Wert 10 rem in 30 Jahren pro Individuum festgelegt, und zwar als insgesamt akkumulierte Dosis (Gonadendosis!) von der Konzeption bis zum 30. Lebensjahr, zusätzlich zur natürlichen Strahlenbelastung [3], [1]. Das ist ungefähr 1/4 des Dosiswertes, von dem die Strahlengenetiker heute eine Verdoppelung der spontanen Mutationsrate erwarten („Verdoppelungsdosis", etwa 40 rem, Tab. **391.1**).

391.1 Die Größenordnung der Strahlendosis, welche die spontane Mutationsrate verdoppelt. — Nach Marquardt [7][1]).

Objekt	Verdoppelnde Dosis
Drosophila melanogaster	30···50 r
Maus	um 50 r
Mensch	30···80 r (40 r?) (niedrigster Wert: 3···4 r, höchster Wert: 150 r).

Tab. **392.1** zeigt einen Vergleich der natürlichen Strahlenbelastung (Tab. **369.1**) mit den neuen höchstzulässigen Dosiswerten. Der Bereich oberhalb der natürlichen Belastung, der uns noch verbleibt, ist demnach sehr klein. In diesem engen Bereich muß sich in Zukunft die gesamte medizinische und technische Anwendung der energiereichen Strahlen abspielen!

[1]) Die Diskussion unter den Strahlengenetikern um die Höhe der „Verdoppelungsdosis" für den Menschen ist noch in vollem Gange. Der Wert kann zunächst nur aus den Ergebnissen strahlengenetischer Untersuchungen an Tieren (Drosophila melanogaster und Mäusen) abgeschätzt werden und ist daher verständlicherweise mit großer Unsicherheit behaftet.

392.1 Vergleich der natürlichen Strahlenbelastung mit den neuen Werten der höchstzulässigen Dosis

Höchstzulässige Dosis: (bei beruflicher Strahlenbelastung)	5000 mrem/Jahr	$\sim$ 1 : 33
Natürliche Strahlenbelastung:	$\sim$ 150 mrem/Jahr	
Höchstzulässige Dosis (Gonadendosis): (bei dauernder Strahlenbelastung der gesamten Bevölkerung!) 10 rem/30 Jahre	= 330 mrem/Jahr	$\sim$ 1 : 2

2.983 Einmalige kurzzeitige Ganzkörperbestrahlung

Es erhebt sich die praktisch wichtige Frage, welche höchstzulässige Dosis hinsichtlich des akuten Strahlenschadens bei einer einmaligen Kurzzeitbestrahlung des menschlichen Körpers angegeben werden kann. Unter Bezugnahme auf die Schlußfolgerungen in Abschn. 2.92, Tab. **373.1** sind in Tab. **392.2** die entsprechenden Richtwerte angegeben. Solange die „Gefährdungsdosis“ von 25 rem nicht überschritten wird, ist nach dem heutigen Stand unseres Wissens und den vorliegenden Erfahrungen nicht mit einer Schädigung der betreffenden Person zu rechnen. Wann ist nun aber im Einzelfall nach einer Bestrahlung bis zu 25 rem eine zweite Bestrahlung statthaft? Auch diese Frage kann unter Umständen für die Praxis von großer Bedeutung sein (vgl. 2.941). Ihre endgültige Beantwortung ist noch nicht möglich, da die hierzu vorliegenden Erfahrungen und experimentellen Ergebnisse nicht ausreichen. In dem S. 391 oben zitierten neuen amerikanischen Statement wird hierzu folgendes ausgeführt: „Eine Unfalls- oder Notstandsdosis von 25 rem für den gesamten Körper, die nur einmal während der Lebenszeit der betreffenden Person auftritt, soll keinen Einfluß auf den Strahlenschutzstatus der Person haben.“[1])

392.2 Voraussichtliche Auswirkung einer einmaligen Ganzkörperbestrahlung des Menschen mit Gamma-Strahlen (ohne Berücksichtigung ärztlicher Maßnahmen). Frühschädigungen

20··· 30 r	maximal zulässige Dosis, wenn klinische Schäden mit Sicherheit vermieden werden sollen
	25 r Gefährdungs-Dosis[2])
75··· 150 r	Strahlenkrankheit, erste Todesfälle
	100 r Kritische Dosis[2])
300··· 600 r	allgemein schwere Strahlenkrankheit zu erwarten, die in etwa $50\,^0/_0$ aller Fälle zum Tode führen wird
	400 r Mittelletale Dosis[2])
600···1000 r	fast sicher tödliche Dosis
	700 r Letale Dosis[2])

Ähnlich liegen die Verhältnisse für die Strahlenbelastung von innen. Es lassen sich für jedes radioaktive Isotop die Konzentrationen in Wasser und Luft berechnen, die, während einer gewissen Zeit laufend zugeführt, zu einer bestimmten Strahlenbelastung des jeweiligen „kritischen Organs“ führen [1], [4]. In Tab. **393.1** sind z. B. die höchstzulässigen Konzentrationen für einige radioaktive Isotope angegeben, die bei 10 Tage dauernder Zufuhr eine Strahlenbelastung des kritischen Organs mit 30 rem in 50 Jahren bewirken. Man erkennt, daß bei den kurzlebigen Radioisotopen, wie z. B. P^{32}, Cu^{64}, J^{131} und Ba^{140}, bereits nach 30 Tagen der Hauptteil der Gesamtdosis verabfolgt ist.

[1]) Im Entwurf der „Verordnung über den Schutz gegen Schädigung durch Strahlen radioaktiver Stoffe“ (vgl. S. 391) wird hierzu folgendes ausgeführt: „Wenn nachgewiesen wird oder vermutet werden muß, daß eine Person kurzfristig eine Strahlendosis von mehr als 25 r erhalten hat, so ist dies der Aufsichtsbehörde unverzüglich anzuzeigen und eine sofortige ärztliche Untersuchung zu veranlassen.“

[2]) Vorgeschlagene Richtwerte.

Die in Tab. **390.**1 angegebenen Werte der höchstzulässigen Konzentrationen in Luft und Trinkwasser gelten für Dauerzufuhr (24 Stunden täglich). Da viele der beruflich bedingten Einwirkungen nur während eines Teiles der Woche (z. B. 8 Stunden je Tag, während welcher Zeit der Körper nach allgemeiner Auffassung die Hälfte seines täglichen Bedarfs an Luft und Wasser aufnimmt) dauern, können die Werte der Tab. **390.**1 für die höchstzulässigen Konzentrationen bei normaler beruflich bedingter Belastung mit dem Faktor 3 multipliziert werden [4]. Eine einige Tage dauernde Zufuhr von Luft und Wasser mit Konzentrationen, die 10mal so groß sind wie die in Tab. **390.**1 angeführten, wäre nicht gefährlich und brauchte nicht als ein Grund zur Beunruhigung angesehen zu werden, vorausgesetzt, daß die über den Zeitraum eines Jahres gemittelte Konzentration die empfohlenen Werte nicht übersteigt.

393.1 Höchstzulässige Konzentration verschiedener radioaktiver Isotope unter Notstandsbedingungen (HZK^{Not})

Eine 10 Tage dauernde Zufuhr der HZK^{Not}	$\mu c/cm^3$	entspricht einer xfachen HZK bei Dauerzufuhr	und erzeugt im kritischen Organ	in 30 Tagen eine Dosis rem	in 50 Jahren eine Dosis rem
P^{32}	2×10^{-1} Wasser 3×10^{-5} Luft	x = 1000 300	Knochen	23,4	30
Fe^{55}	4×10^{-1} Wasser 5×10^{-5} Luft	100 83	Blut	5,3	30
Cu^{64}	57 Wasser $4{,}3 \times 10^{-2}$ Luft	630 610	Leber	30	30
Sr^{89}	2×10^{-2} Wasser $2{,}5 \times 10^{-6}$ Luft	290 125	Knochen	10,8	30
Sr^{90}	5×10^{-4} Wasser 6×10^{-8} Luft	625 300	Knochen	0,2	30
J^{131}	2×10^{-3} Wasser 3×10^{-7} Luft	33 50	Schilddrüse	26,6	30
Ba^{140}	3×10^{-1} Wasser 1×10^{-5} Luft	750 1000	Knochen	22	30
Ce^{144}	4×10^{-1} Wasser 8×10^{-8} Luft	50 40	Verdauungskanal	0,2	30

2.99 Hinweis zum praktischen Strahlenschutz

Es ist dringend erforderlich, daß alle Personen, die im Rahmen ihrer beruflichen Tätigkeit der Einwirkung energiereicher Strahlung ausgesetzt sein können, insbesondere auch diejenigen, die radioaktives Material handhaben, die notwendigen Kenntnisse über die Gefahrenquellen und über die gültigen Schutzregeln besitzen. Ein Überschreiten der höchstzulässigen Dosis kann im allgemeinen nicht durch Schutzeinrichtungen allein verhindert werden, sondern nur durch sachgemäßes Verhalten der Beschäftigten in Verbindung mit geeigneten Schutzeinrichtungen. Hinweise und Anleitungen zum praktischen Strahlenschutz finden sich in [5], [11], [12], [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19].

Zusammenfassende Literatur:

[1] Rajewsky, B., Aurand, K., Hug, O., Mergler, H., Muth, H., Pauly, H., Schraub, A., Six, E., Wolf, I., Strahlendosis und Strahlenwirkung, 2. Aufl., Stuttgart 1956. — [2] Rajewsky, B., Wissenschaftliche Grundlagen des Strahlenschutzes, Karlsruhe 1957. — [3] The biological effect of atomic radiation, summary reports from a study by the National Academy of Sciences, National Research Council, Washington 1956, veröffentlicht in Science **124** (1956). Deutsche Übersetzung in der Schriftenreihe „Strahlenschutz" des Bundesministers für Atomfragen, Heft 2, 1957. — [4] Empfehlungen der Internationalen Kommission für Strahlenschutz, Kopenhagen 1953, Deutsche Übersetzung veröffentlicht durch die Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Biophysik Frankfurt/Main 1955. — [5] DIN 6804, Strahlenschutz beim Arbeiten mit geschlossenen radioaktiven Präparaten in medizinischen Betrieben, Regeln. Entwurf Juni 1957, aufgestellt vom Fachnormenausschuß Radiologie im Deutschen Normenausschuß in Arbeitsgemeinschaft mit der Deutschen Röntgengesellschaft. Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgenstr. u. d. Nukl.-Med. **87** (1957), 139. — [6] Emery, W., Measurement of energy absorption by ionisation chambers, report prepared for the British Committee on Radiological Units 1956. — [7] Marquardt, H., „Strahlengenetik", und „Die Toleranzdosis vom genetischen Standpunkt gesehen", in Wissenschaftliche Grundlagen des Strahlenschutzes, herausgegeben von Rajewsky, B., Stuttgart 1957, S. 129 bzw. S. 217. — [8] Holthusen, H., u. Braun, R., Grundlagen und Praxis der Röntgenstrahlendosierung, Stuttgart 1933. Dort finden sich auch ausführliche Verzeichnisse der älteren Literatur. — [9] Report of the International Commission on Radiological Units and Measurements (ICRU) 1956, National Bureau of Standards, Washington, Handbook 62. — [10] „The hazards to man of nuclear and allied radiations", Medical Research Council, London, Her Majesty's Stationary Office, Juni 1956. Deutsche Übersetzung herausgegeben vom Deutschen Roten Kreuz, Generalsekretariat, und der Interparlamentarischen Arbeitsgemeinschaft, Bonn, Koblenz 1956. — [11] DIN 6843, Strahlenschutz beim Arbeiten mit radioaktivem Material in offener Form in medizinischen Betrieben, Regeln, April 1957. Vom Arbeitsausschuß 5 des Fachnormenausschusses Radiologie im Deutschen Normenausschuß in Arbeitsgemeinschaft mit der deutschen Röntgengesellschaft werden außerdem zur Zeit bearbeitet: „Regeln für den Strahlenschutz beim Arbeiten mit radioaktivem Material in offener Form in nichtmedizinischen Betrieben" und „Regeln für den Strahlenschutz beim Arbeiten mit geschlossenen radioaktiven Präparaten in nichtmedizinischen Betrieben". Bezugsquellen werden nachgewiesen durch die Geschäftsstelle des Fachnormenausschusses Radiologie, Hamburg, Mönckebergstraße 7. — [12] Richtlinien für die Verhütung von Berufskrankheiten und Unfällen bei der Anwendung offener radioaktiver Präparate (Isotope) in medizinischen Betrieben. Herausg.: Berufsgenossenschaft für Gesundheitsdienst und Wohlfahrtspflege, Hamburg 36. — [13] Richtlinien für die Anwendung offener radioaktiver Präparate (vor allem künstlich radioaktiver Isotope) in medizinischen Betrieben, herausgegeben von der Deutschen Röntgengesellschaft, Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgenstr. u. d. Nukl.-Med. **76** (1952), 256. — [14] Hug, O., u. Muth, H., „Laboratoriumseinrichtungen, Arbeitsmethoden und Strahlenschutzmaßnahmen" in „Künstliche radioaktive Isotope in Physiologie, Diagnostik und Therapie", herausgegeben von Schwiegk, H., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1953. (Dort findet sich auch ein ausführliches Literaturverzeichnis.) — [15] Muth, H., Strahlenschutzprobleme bei der Anwendung radioaktiver Isotope, Strahlentherapie **97** (1955), 246. — [16] Richtlinien für den Schutz gegen ionisierende Strahlen in der Medizin, in Laboratorien, Gewerbe- und Fabrikationsbetrieben, herausgegeben vom Eidgen. Gesundheitsamt, Bern 1955. — [17] Standards for Protection against radiation, U.S. Federal Register **22**, Nr. 19, Washington 1957, 548 (AEC). — [18] Licensing of Byproduct Material, U.S. Federal Register **21**, Nr. 6, Washington 1956 (AEC). [19] Richtlinien zum Schutze gegen ionisierende Strahlen bei Verwendung und Lagerung offener radioaktiver Stoffe, Berufsgenossenschaft der Chemischen Industrie, Richtl. Nr. 19, 1957, DK 614.898: 539.16.004.2 U. St. Nr. : 82.5. — [20] Langendorff, H. und Mitarbeiter, Untersuchungen über einen biologischen Strahlenschutz, I. bis XXI. Mitteilung, Strahlentherapie **93**, (1954), 37 und folgende Bände. — [21] Bacq, Z. M., Chemischer Strahlenschutz, in [2], S. 177. — [22] Bacq, Z. M., und Alexander, P., Fundamentals of Raoiobiology, London 1955. Dort findet sich auch ein ausführliches Literaturverzeichnis. — [23] Hollaender, A., Radiation Biology, Bd. I, Teil I. u. II, New York, Toronto, London 1954.

3. Reaktoren

3.1 Allgemeiner Überblick über Reaktoren*)

Schon bald nach der Entdeckung der Kernspaltung und der weiteren Tatsache, daß bei dieser mehr als zwei Neutronen je Spaltprozeß frei werden, wurde es Flügge und anderen klar, daß mittels dieser Spaltneutronen der alte Traum der Freisetzung der in den Atomkernen gebundenen Energie verwirklicht werden könnte. Wenn es gelang, den Lebensweg dieser im Mittel 2,5 je Spaltung frei werdenden schnellen Neutronen so zu steuern, daß mindestens eines von ihnen einen weiteren Urankern zur Spaltung anregt, so mußte es möglich sein, Anlagen zu bauen, in denen durch diese sich selbst vervielfachende „Kernkettenreaktion" laufend Spaltenergie frei wird, die in nutzbare Energie umgewandelt werden könnte. Derartige Anlagen nennt man heute durchweg Kernreaktoren, während sie früher auch als „Uran-Meiler" (engl. „Pile") oder „Uran-Brenner" bezeichnet wurden. Ihre erste Verwirklichung im Jahre 1942 durch Fermi löste jenes gewaltige Interesse nicht nur der Naturwissenschaftler und Ingenieure, sondern auch der breitesten Öffentlichkeit aus, das sich heute noch auf die Atomkernenergie und damit die gesamte Atomtechnik konzentriert.

Als Kernreaktoren bezeichnen wir also alle Anlagen, in denen sich Kernspaltungs-Kettenreaktionen selbsttätig fortpflanzen und damit im stationären Gleichgewichtszustand laufend eine einstellbare Wärmeleistung freimachen. Alle solchen Kernreaktoren besitzen eine Regelung, mittels der durch äußere Einwirkung die Zahl der Spaltungen in der Zeiteinheit bis auf einen gewünschten Wert vergrößert, dieser dann konstant gehalten und die Anlage schließlich durch Verminderung der Zahl der Spaltungen gegen Null, auch im Gefahrenfall automatisch und sehr schnell, abgestellt werden kann. Da die Zahl der Spaltungen je Zeiteinheit von der Neutronenflußdichte (Zahl der eine Flächeneinheit in der Zeiteinheit von allen Seiten durchfliegenden Neutronen) abhängt, besitzt jeder Reaktor eine von seiner Leistung abhängende, in seinen verschiedenen Teilen aber keineswegs konstante Neutronenflußdichte, die in den praktisch interessierenden Reaktoren zwischen etwa 10^{10} und maximal 10^{15} Neutronen/cm^2 s liegt.

Die erste sich selbst erhaltende Kernspaltungs-Kettenreaktion erzielten Fermi und Mitarbeiter am 2. 12. 1942 nach eingehenden theoretischen und experimentellen Vorarbeiten mit dem ersten unter der Tribüne des Fußballstadions in Chicago aus Graphitblöcken, metallischen Natururanklötzen und Natururandioxyd aufgebauten „thermischen Reaktor". Da dieser Aufbau aus neutronenbremsendem Graphit und Uran einem Meiler ähnlich sah, nannte man solche Anlagen zunächst „Pile" oder deutsch „Meiler". Dieser erste Chicago-Pile CP 1 besaß keinerlei Strahlenschutz und keine Kühlung; seine Wärmeleistung war daher auf 2 W begrenzt. Nachdem aber in ihm die Möglichkeit der Freisetzung von Kernbindungsenergie durch geregelte Kernspaltungs-Kettenreaktionen erwiesen worden war, begann man sofort mit dem Bau des ersten großen, heute noch in Betrieb befindlichen Graphitforschungsreaktors in Oak Ridge, Tennessee. Dieser große, eine Wärmeleistung von 3800 kW abgebende Reaktor besitzt als Kern einen Graphitwürfel von 5,6 m Kantenlänge, in dem in horizontalen, luftdurchströmten Kanälen metallische Uranstäbe mit einem Gesamtgewicht von 54 t

---

*) Verfaßt von W. Finkelnburg, Erlangen.

liegen. Seit 1943 ist dieser Reaktor in Betrieb und liefert u. a. einen großen Teil der in aller Welt verbrauchten Radioisotope.

Da man schon früh festgestellt hatte, daß durch Absorption mittelschneller wie thermischer Neutronen das im Natururan im Überschuß vorhandene U^{238} sich in das als Atombombenspaltstoff besonders geeignete spaltbare Plutonium $_{94}P^{239}$ verwandelt, wurde ab 1943 in Hanford im amerikanischen Staate Washington eine Anzahl sehr großer, wassergekühlter Graphitreaktoren erbaut, deren ausschließlicher Zweck es war und ist, Plutonium zu erzeugen, während die gleichzeitig anfallende Wärmeleistung dem Columbiafluß zugeleitet wird. Gleichzeitig wurden für Forschungszwecke sowie zur Untersuchung des Verhaltens von Werkstoffen unter intensiver Neutronen- und Gamma-Strahlung zahlreiche kleinere wie große Forschungs- und Materialprüfreaktoren verschiedenster Typen und Neutronenflußdichten entwickelt und gebaut. Da die Mehrzahl von ihnen keine Ähnlichkeit mehr mit den haufenförmigen Anordnungen aus Graphit und Uran der alten Meiler besitzt, sondern etwa aus Wassertanks besteht, in denen stabförmige Spaltstoffelemente hängen, ging man allgemein von der Bezeichnung Pile bzw. Meiler zu der Bezeichnung Kernreaktor über.

Während alle erwähnten Entwicklungsarbeiten ursprünglich militärisch motiviert der Entwicklung zuverlässiger Atombomben und dem Verständnis der mit ihnen zusammenhängenden physikalischen Vorgänge dienten, spielte die Hoffnung auf eine wirtschaftliche Ausnutzung der Kernspaltungsenergie zunächst eine Nebenrolle, obwohl wir heute wissen, daß die große Mehrzahl der heute noch interessanten Reaktortypen, auch der Kraftwerksreaktoren, schon in den Jahren nach 1944 diskutiert und zumindest theoretisch bereits untersucht worden sind. Erst seit 1950 aber verdichtete sich die Hoffnung, in absehbarer Zeit mittels Kernreaktoren auf industrieller Basis wirtschaftlich Energie erzeugen zu können, und seit der Genfer Atomenergie-Konferenz von 1955 war die Frage nicht mehr „ob", sondern nur noch „wann".

Als Voraussetzung für die in den nächsten Kapiteln folgende detaillierte Behandlung der Kernreaktoren und ihrer Theorie scheint es günstig, sich die nach Zweck wie physikalischer Anordnung sehr verschiedenen Reaktorarten und -typen kurz klarzumachen. Nach ihrem verschiedenen Zweck, ihren verschiedenen Baumaterialien und Mechanismen unterscheiden wir die folgenden Reaktorarten:

1. Forschungs-, Entwicklungshilfs- und Materialprüf-Reaktoren. Bei diesen ist nicht die Wärmeleistung wichtig (obwohl sie bei dem größten solchen Reaktor, dem kanadischen NRU, 200000 kW beträgt), da sie bei Temperaturen merklich unter 100 °C abgeführt wird, also nicht ausnutzbar ist. Diese Reaktoren sind vielmehr im wesentlichen starke Neutronenquellen, bei denen es auf die maximale wie mittlere Neutronenflußdichte sowie das Volumen ankommt, in dem dieser Neutronenfluß ausnutzbar für Experimente zur Verfügung steht. In den größeren dieser Reaktoren wird ein Teil des Flusses oft dazu ausgenutzt, durch (n, γ)-Reaktionen Radioisotope zu erzeugen.

2. Produktionsreaktoren zur Erzeugung von Plutonium aus U^{238} oder U^{233} aus Thorium in USA, England und USSR. Bei diesen Reaktoren sehr großer Wärmeleistung wird der Reaktionsablauf so gesteuert, daß möglichst alle nicht zur Spaltung benötigten Neutronen durch Anlagerung an U^{238} bzw. Th^{232} neues leicht spaltbares Material erzeugen. Bei den älteren Typen in USA und wohl auch in USSR wird die anfallende Wärme wie bei den Forschungsreaktoren bei niedriger Temperatur einfach mit dem Kühlwasser abgeführt. Neuerdings ist man in England (Calder Hall) dazu übergegangen, solche Produktionsreaktoren als Doppelzweckreaktoren mit CO_2-Kühlung bei so hoher Temperatur zu betreiben, daß die Wärme des Kühlgases zur Dampferzeugung verwendet und damit über Dampfturbine und Generator in elektrische Energie verwandelt werden kann.

3. Hochtemperatur-Leistungsreaktoren (Kraftwerksreaktoren). Bei ihnen ist die oft recht hohe Neutronenflußdichte ohne direktes Interesse. Entscheidend ist, daß die frei werdende Wärme bei möglichst hoher Temperatur anfällt, um mit gutem Wirkungsgrad ausgenutzt werden zu können. Gesamte Wärmeleistung sowie Leistungsdichte je Volumeinheit wie je Masseneinheit Uran sind die wichtigsten charakteristischen Daten dieser Reaktoren. Je nach der Ausnutzung der anfallenden Wärmeenergie unterscheidet man

a) Wärmereaktoren für Heizzwecke (besonders in nordischen Staaten) und andere technische Zwecke;

b) Kraftwerksreaktoren im engeren Sinne zur Erzeugung elektrischer Energie, sicher das wichtigste künftige Anwendungsgebiet der Reaktoren;

c) Antriebsreaktoren für Schiffe, möglicherweise später auch Flugzeuge und vielleicht Langstreckenlokomotiven;

d) „Chemotechnische" Reaktoren, in denen die Kombination von hoher Temperatur und Strahlungsdichte zur Erzielung chemischer Reaktionen ausgenutzt wird. In dieser Richtung liegen bisher nur einige Vorschläge vor, doch könnten solche Anlagen in Zukunft interessant werden.

4. Fusionsreaktoren. Als solche bezeichnet man Kernenergieanlagen, in denen durch thermonukleare Reaktionen, d. h. Verschmelzung leichter Kerne zu schwereren, nach dem Vorgang der in der Sonne ablaufenden Prozesse (Verschmelzung von Nukleonen zu Heliumkernen) Energie freigemacht werden soll. Fusionsreaktoren sind eine immer noch sehr ferne Zukunftshoffnung, da bisher nicht einmal Klarheit über das mögliche Arbeitsprinzip solcher Anlagen besteht. Auch die gelegentlich geäußerte Hoffnung, in Leistungsreaktoren lokal so hohe Temperaturen zu erzeugen, daß thermonukleare Reaktionen zur Energieerzeugung beizutragen beginnen, entbehrt bisher jeder gesicherten Grundlage, Wir beschränken uns daher im folgenden ausschließlich auf Kernspaltungsreaktoren.

Außer der Einteilung von Reaktoren nach ihrem Zweck wird auch eine solche nach ihren physikalischen Eigenschaften viel verwendet. Hier unterscheidet man zunächst, ob die Spaltungen durch thermische, epithermische oder schnelle Neutronen ausgelöst werden, und spricht demgemäß vereinfachend von schnellen, mittelschnellen oder thermischen Reaktoren. Man unterscheidet ferner heterogene und homogene Reaktoren, je nachdem, ob Brennelemente und Moderator sowie Kühlmittel räumlich getrennt oder, wie etwa in einer wässerigen Uranlösung, in homogener Mischung vorliegen. Je nach dem verwendeten Spaltstoff spricht man weiter von Natururan-Reaktoren oder solchen mit angereichertem Brennstoff, fügt auch gelegentlich hinzu, ob U^{235}, Pu^{239} oder (in Zukunft) U^{233} als Spaltstoff dient sowie ob umzuwandelndes Material wie Thorium hinzugefügt oder in einem den Reaktorkern umgebenden Mantel angeordnet ist. Eine Einteilung der Reaktoren nach der Art des verwendeten Moderators führt zu Bezeichnungen wie Graphit-, Leichtwasser-, Schwerwasser-Reaktoren usw. Je nach dem Kühlmittel spricht man von gasgekühlten, wassergekühlten oder natriumgekühlten Reaktoren. Schließlich bezeichnet man als „Konverter" solche Reaktoren, in denen weniger als ein Plutonium- oder U^{233}-Kern je gespaltenem Brennstoffkern erzeugt wird, während man Reaktoren mit einem Konversionsfaktor über eins als „Brüter" bezeichnet.

Wir überlegen uns nun noch — wieder zur Vorbereitung der folgenden Reaktortheorie —, welche Kennwerte uns an Reaktoren der verschiedenen Typen besonders interessieren, und bringen dann in Tab. **A** 16 und **A** 17 eine Auswahl der wichtigsten Reaktoren mit diesen charakteristischen Werten.

Für Forschungsreaktoren wie für Materialprüf- und Entwicklungsreaktoren sind die räumliche Verteilung der Neutronenflußdichte $\Phi\,(x, y, z)$ sowie der räumliche Mittelwert der Neutronenflußdichte $\overline{\Phi}$ die entscheidenden Größen, weil diese Reaktoren ja in

erster Linie Neutronenquellen darstellen. Für Kraftwerksreaktoren ist die Kenntnis der Neutronenflußverteilung ebenfalls wichtig, da sie indirekt die räumliche Verteilung der Energieproduktion mitbestimmt. Besonders wichtig ist bei diesen Reaktoren aber die aus Energieproduktionsverteilung und Energieabfuhr durch das Kühlmittel sich ergebende Temperaturverteilung $T(x, y, z)$, da eine möglichst hohe mittlere Temperatur des Kühlmittels einen guten thermodynamischen Wirkungsgrad des Reaktors ergibt, zu hohe lokale Temperaturen (sog. „hot spots") andererseits aber den Reaktor und besonders die Brennelemente gefährden. Für jeden Reaktor ist seine gesamte Wärmeleistung [gemessen im allgemeinen nicht in Kalorien, sondern in Kilowatt (kW_{th})] eine entscheidende Größe, obwohl sie nur für Kraftwerksreaktoren technische Bedeutung besitzt. Aus der thermischen Leistung und dem thermischen Wirkungsgrad, der von der Höhe der Kühltemperatur abhängt und heute bei Reaktorkraftwerken meist in der Gegend von 25% liegt, ergibt sich die elektrische Leistung des Reaktorkraftwerkes (in kW_{el}), von der noch der Eigenbedarf des Kraftwerks für Pumpen usw. abgezogen werden muß, um seine Nettoleistung zu erhalten. Wichtige Güteziffern von Reaktoren, besonders aber Kraftwerksreaktoren, sind die Leistung je Volumeinheit und die Leistung je Masseneinheit des Spaltstoffs. Namentlich die letztere Größe ist für die Wirtschaftlichkeit eines Kraftwerksreaktors von Bedeutung, da ein Reaktor hoher Leistung je Masseneinheit einen relativ geringen Einsatz des teueren Spaltstoffs je Leistungseinheit erfordert, und damit sein Preis mit geringeren Kapitalzinsen belastet ist als der eines Reaktorkraftwerks geringer Leistungsdichte. Vom Standpunkt der Reaktorphysik gehören schließlich zu den wichtigsten Reaktordaten die kritische Größe und die kritische Masse des Reaktors sowie die eingebaute Überschußreaktivität. Letztere gibt an, welche Vergiftung des Reaktors durch die beim Betrieb entstehenden neutronenabsorbierenden Spaltprodukte und welche Verarmung der Brennelemente an spaltbarem Material möglich ist, bevor der Reaktor unterkritisch wird.

In Tab. A16 u. A17 sind alle wichtigen Typen von Forschungs-, Entwicklungs- und Kraftwerksreaktoren mit ihren wichtigsten Daten an ausgeführten bzw. in der Ausführung begriffenen Beispielen zusammengestellt.

3.2 Reaktortheorie*)

3.21 Einführung

3.211 Grundbegriffe

Die Reaktortheorie hat die Aufgabe, physikalische Eigenschaften von Reaktoren vorauszusagen, Messungen zu interpretieren, die an Reaktoren gemacht werden, und Gesichtspunkte für die Entwicklung neuer Reaktortypen aufzuzeigen. Die Grundlage der Reaktortheorie bildet die Physik der Wechselwirkung der Neutronen mit den Atomen, die in Reaktorsystemen vorhanden sind.

Die Lebensgeschichte jedes Neutrons im Reaktor ist verschieden. Sie beginnt mit seiner Erzeugung als Spaltneutron und endet, wenn es von irgendeinem Atomkern absorbiert wird oder aus dem Reaktor entweicht. Wenn man die Reaktoreigenschaften untersuchen will, muß man das Verhalten aller vorhandenen Neutronen kennen. Da die Neutronenzahl sehr groß ist, kann man hierzu eine Statistik aller denkbaren Neutronenschicksale aufstellen und das Scharmittel aller in einem Volumelement befindlichen Neutronen, nämlich die Neutronendichte, als stetige Funktion des Ortes und der Zeit ansehen. Neben dieser statistischen Betrachtungsweise kann man auch phänomenologisch vorgehen und verfolgen, mit welcher Wahrscheinlichkeit einem herausgegriffenen typischen Neutron eine bestimmte Folge von Ereignissen widerfährt.

*) Verfaßt von H. J. Brüchner, Frankfurt.

Um zu berechnen, mit welcher Häufigkeit sich eine bestimmte Reaktion je Volum- und Zeiteinheit ereignet, müssen wir uns an den in Abschn. 1.18 eingeführten Begriff des **Wirkungsquerschnitts** σ erinnern. Dieser kann als diejenige Fläche aufgefaßt werden, die ein Atomkern einem auftreffenden Neutron als Zielscheibe darbietet, damit es eine derartige Reaktion, z. B. Spaltung, auslöst. Der Wirkungsquerschnitt ist also eine Funktion der Kerneigenschaften und der Neutronenenergie. Bezeichnet man mit N_v die Anzahl der Atome eines Elements je Volumeinheit, dann gibt der sog. **makroskopische Wirkungsquerschnitt**

$$\Sigma = N_v \sigma \tag{1}$$

an, wie groß die gesamte Fläche aller Atome in diesem Volumen ist, die für das Eintreten eines bestimmten Ereignisses wirksam ist. N_v errechnet sich aus

$$N_v = \varrho \cdot \frac{\mathsf{L}}{\mathsf{M}}, \tag{2}$$

worin ϱ die Dichte, M die molare Masse und $\mathsf{L} = 6{,}023 \cdot 10^{23}$ Atome/mol die Loschmidt-Konstante ist. Befinden sich Atome verschiedener Elemente im betrachteten Volumen, so gilt für den makroskopischen Wirkungsquerschnitt des Gemisches

$$\Sigma = N_{v1}\,\sigma_1 + N_{v2}\,\sigma_2 + \cdots = \Sigma_1 + \Sigma_2 + \cdots. \tag{3}$$

Ein gerichteter Neutronenstrahl habe die Stromdichte J, z. B. gemessen in Neutronen/cm² s, und treffe auf eine Scheibe mit dem Querschnitt F und der Dicke $\mathrm{d}z$, in der sich $N_v F\,\mathrm{d}z$ Atome eines Elements befinden. Dann beträgt die Anzahl der Neutronen, die sich an irgendwelchen Prozessen mit den vorhandenen Atomen beteiligen und somit die Stromdichte des Neutronenstrahls um $\mathrm{d}J$ verringern,

$$-F\,\mathrm{d}J = J\,N_v\,\sigma_T\,F\,\mathrm{d}z = J\,\Sigma_T\,F\,\mathrm{d}z, \tag{4}$$

wobei σ_T bzw. Σ_T die totalen Wirkungsquerschnitte sind.

Ist z die Dicke aller hintereinander gereihten infinitesimalen Scheiben, so erfährt der Neutronenstrahl eine Schwächung um den Faktor

$$J/J_0 = \mathrm{e}^{-\Sigma_T z}; \tag{5}$$

dieser gibt demnach die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Neutron die Wegstrecke z frei durchläuft. Die Anzahl der Neutronen, die zwischen z und $z + \mathrm{d}z$ aus dem Neutronenstrahl entfernt werden, ergibt sich durch Einsetzen von Gl. (5) in Gl. (4) zu

$$-F\,\mathrm{d}J = J_0\,\mathrm{e}^{-\Sigma_T z}\,\Sigma_T\,F\,\mathrm{d}z. \tag{6}$$

Die **mittlere freie Weglänge**, die ein Neutron in einem unendlich ausgedehnten Medium zwischen irgend zwei Ereignissen zurücklegen kann, ist daher

$$\bar{\lambda}_T = \int_0^\infty \mathrm{e}^{-\Sigma_T z} z\,\mathrm{d}z \Big/ \int_0^\infty \mathrm{e}^{-\Sigma_T z}\,\mathrm{d}z = \frac{1}{\Sigma_T}. \tag{7}$$

Die Neutronendichte in einem homogenen Medium mit Σ_T als Wirkungsquerschnitt sei n. Die Neutronen mögen in diesem System mit einheitlicher Geschwindigkeit v, aber sonst beliebig nach allen Richtungen diffundieren. Nach Gl. (7) muß dann

$$W = \frac{v}{\bar{\lambda}_T} \cdot n = \Sigma_T\,n\,v \tag{8}$$

die Anzahl aller Reaktionen je Zeit- und Volumeinheit sein, die zwischen den n Neutronen und den N_v Atomkernen stattfinden. Das Verhältnis

$$\frac{W}{\Sigma_T} = n\,v = \Phi \qquad \frac{\text{Neutronenzahl}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}} \tag{9}$$

nennt man **Neutronenflußdichte**; diese gibt an, welchen Weg alle Neutronen je Zeit- und Volumeinheit zurücklegen. Die Neutronenflußdichte stellt die wichtigste Größe der Reaktortheorie dar. Sie darf nicht mit der **Neutronenstromdichte** $\mathfrak{J}$

verwechselt werden, die dieselbe Dimension besitzt, aber eine gerichtete Größe ist. Unter der Stromdichte $\mathfrak{J}$ versteht man die Anzahl derjenigen Neutronen, die eine ebene Einheitsfläche nach einer Richtung je Zeiteinheit passieren. Um den Unterschied zwischen $\mathfrak{J}$ und Φ zu erläutern, denken wir uns ein Gebiet mit räumlich konstanter Flußdichte. In diesem ist die Stromdichte aus jedem Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega$ gleich $\Phi \, \mathrm{d}\Omega / 4\pi$. Der Strom, der eine zur z-Achse senkrechte Einheitsfläche in der positiven z-Richtung durchsetzt, beträgt

$$\mathfrak{J}_z{}^+ = \int\limits_{\text{Halbkugel}} \Phi \cos\vartheta \frac{\mathrm{d}\Omega}{4\pi} = \frac{\Phi}{4}, \tag{9a}$$

wobei ϑ der Winkel zwischen der positiven z-Richtung und der Richtung $\vec{\Lambda}$ ist, in der sich das Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega$ befindet und aus der die Neutronen auftreffen. Die Nettostromdichte $\mathfrak{J}_z = \mathfrak{J}_z{}^+ - \mathfrak{J}_z{}^-$ ist in dem beschriebenen Fall gleich Null.

In Wirklichkeit bewegen sich die Neutronen nicht mit einheitlicher Geschwindigkeit, sondern sie besitzen eine für jeden Reaktor charakteristische orts- und zeitabhängige Energieverteilung. Um die Definition der Flußdichte Φ hierfür zu erweitern, geht man von der Geschwindigkeitsverteilung $n(v)$ der Neutronen in der Volumeinheit und im Einheitsintervall der Geschwindigkeit aus, so daß

$$\Phi = \int n(v)\, v \, \mathrm{d}v \tag{10}$$

weiterhin die Bedeutung des gesamten Weges hat, den die Neutronen in der Volum- und Zeiteinheit zurücklegen. Man kann Φ auch durch die mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{v} = \frac{\int n(v)\, v\, \mathrm{d}v}{\int n(v)\, \mathrm{d}v} = \frac{1}{n} \int n(v)\, v\, \mathrm{d}v \tag{11}$$

und die gesamte Neutronendichte

$$n = \int n(v)\, \mathrm{d}v \tag{11a}$$

ausdrücken:

$$\Phi = n\, \bar{v}. \tag{12}$$

Wählt man für den Wirkungsquerschnitt Σ_T den Mittelwert $\tilde{\Sigma}_T$ über die Flußdichteverteilung $n(v)\, v\, \mathrm{d}v$:

$$\tilde{\Sigma}_T = \frac{\int \Sigma_T(v)\, n(v)\, v\, \mathrm{d}v}{\int n(v)\, v\, \mathrm{d}v}, \tag{12a}$$

so erhält man für die Reaktionsrate

$$W = \int \Sigma_T(v)\, n(v)\, v\, \mathrm{d}v = \tilde{\Sigma}_T\, n\, \bar{v}. \tag{13}$$

Somit ist es bei gleich großer Reaktionsrate möglich, das tatsächliche Geschwindigkeitsspektrum zur Vereinfachung nur durch eine einzige, mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ zu beschreiben. In diesem Zusammenhang bezeichnet man das durch Gl. (10) definierte Φ als wahre Flußdichte.

3.212 Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen

Wir wollen jetzt auf die Geschwindigkeitsverteilungen $n(v)$ eingehen, die in Reaktoren vorkommen. Wenn die Neutronen nach einigen Stößen eine Energie erreicht haben, die etwa gleich der Energie der Moderatoratome ist, können sie bei weiteren Stößen sowohl Energie verlieren als auch gewinnen, so daß sich ein thermisches Gleichgewicht ausbilden muß. Die Geschwindigkeitsverteilung $n(v)$ dieser thermischen Neutronen stimmt sehr gut mit dem Maxwell-Geschwindigkeitsspektrum der Moleküle eines Gases überein, das sich im thermischen Gleichgewicht befindet:

$$\frac{n(v)}{n} = 4\pi \left(\frac{m_\mathrm{n}}{2\pi k T}\right)^{3/2} v^2\, \mathrm{e}^{-m_\mathrm{n} v^2 / 2kT}. \tag{14}$$

Hierin ist: $m_\mathrm{n} = 1{,}67 \cdot 10^{-24}$ g die Neutronenruhmasse, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/grad die Boltzmann-Konstante und T die absolute Neutronentemperatur.

Die wahrscheinlichste Neutronengeschwindigkeit v_0 ergibt sich aus dem Maximum von $n(v)$. Die für v_0 erhaltene Beziehung definiert auch die Neutronentemperatur T:

$$\frac{m_n v_0^2}{2} = kT, \tag{15}$$

woraus $v_0 = 1{,}284 \cdot 10^4 \sqrt{T}\,\mathrm{cm/s}\,(°\mathrm{K})^{1/2}$ folgt. Die linke Seite von Gl. (15) ist gleich der kinetischen Neutronenenergie $E(v_0)$ bei der Geschwindigkeit v_0, daher $E(v_0) = kT = 8{,}63 \cdot 10^{-5}\,T\,eV/°K$. Für eine Neutronentemperatur von 20,44 °C = 293,60 °K findet man $v_0 = 2200$ m/s und $E(v_0) = 0{,}025\,eV$. $E(v_0)$ ist gerade doppelt so groß wie die wahrscheinlichste Neutronenenergie $E_0 = kT/2$, wie man bestätigt, wenn man $E = m_n v^2/2$ in Gl. (14) einsetzt:

$$\frac{n(E)}{n} = \frac{n(v)}{n}\,\frac{dv}{dE} = \frac{2\pi}{(\pi k T)^{3/2}} \sqrt{E}\, e^{-E/kT} \tag{16}$$

und das Maximum der erhaltenen Energieverteilung $n(E)$ aufsucht.

Die mittlere Neutronengeschwindigkeit $\bar{v}$ beträgt

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \int_0^\infty n(v)\, v\, dv = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_0 = 1{,}128\, v_0. \tag{17}$$

Der effektive Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$ der thermischen Neutronen ergibt sich aus Gl. (13). Handelt es sich um einen $1/v$-Absorber, so folgt:

$$\bar{\sigma} = \sigma(\bar{v}) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma(v_0) = \frac{\sigma(v_0)}{1{,}128}. \tag{18}$$

Die Tabellen thermischer Wirkungsquerschnitte[1]) (**A** 2) geben gewöhnlich $\sigma(v_0)$ für $v_0 = 2200$ m/s an. Definiert man im Unterschied zu Gl. (12) die thermische Flußdichte durch

$$\Phi = n\, v_0 \tag{18a}$$

statt durch $n\,\bar{v}$, so kann man diese Wirkungsquerschnitte zur Berechnung der Absorptionsrate W_a nach Gl. (13) einfach übernehmen. Man spricht dann von der sog. konventionellen thermischen Flußdichte. Gehorcht der Absorptionsquerschnitt nicht dem $1/v$-Gesetz oder weicht die Geschwindigkeitsverteilung $n(v)$ vom Maxwell-Spektrum [Gl. (14)] ab, muß man $\sigma(v_0)$ mit einem temperaturabhängigen Faktor (f- bzw. g-Faktor)[1]),[2]) korrigieren.

Neben der Energieverteilung der thermischen Neutronen interessiert das Spektrum der Spaltneutronen. Dieses erstreckt sich von ungefähr 17 MeV bis zu 0,1 MeV und kann bis zu 10 MeV sehr gut durch das folgende halbempirische Gesetz[3]) beschrieben werden:

$$\frac{n_{sp}(E_{sp})}{n_{sp}} = 0{,}484 \cdot e^{-E_{sp}/MeV} \cdot \sinh \sqrt{2\, E_{sp}/MeV}\,, \tag{19}$$

wobei die Spaltneutronenenergie E_{sp} in MeV einzusetzen ist (s. auch Fig. **27.**1). Hieraus findet man für die wahrscheinlichste Energie $E_{sp,0} = 0{,}72$ MeV und für die mittlere Energie $\bar{E}_{sp} = 2$ MeV. Um die Energieverteilung der Neutronen im Verlauf ihrer Moderation bis zur Erreichung thermischer Energie zu bestimmen, nimmt man zur Vereinfachung meistens an, daß alle Spaltneutronen mit der Energie $\bar{E}_{sp} = 2$ MeV entstehen.

---

[1]) Hughes, D. J., u. Harvey, J. A., Neutron Cross Sections, BNL-325, New York 1955.
[2]) Wescott, C. H., J. Nucl. Energy **2** (1955), 59. — AECL-352 (CRRP-662) (1956).
[3]) Hierzu s. Murray, R. L., u. a., Nucleonics **12**, Nr. 9 (1954), 64.

3.213 Neutronenbilanz und kritische Gleichung

Wie in Abschn. 1.29 gezeigt worden ist, muß die in einem Reaktor ablaufende Kettenreaktion sich von selbst aufrechterhalten und kontrolliert werden können. Ob dies bei einer bestimmten Reaktorkonstruktion möglich ist, kann man auf Grund der sog. kritischen Gleichung entscheiden, deren Ableitung wir der eigentlichen theoretischen Behandlung von Reaktorsystemen voranstellen wollen.

Wir verfolgen dazu das Schicksal einer Generation von N thermischen Neutronen, die gerade vom Brennstoff, also z. B. in U^{238} und U^{235} des Reaktors absorbiert werden. Dabei spalten sie einige Kerne des vorhandenen Spaltstoffs wie U^{235}, wodurch im Mittel mehr schnelle Neutronen erzeugt werden, als insgesamt thermische Neutronen verbraucht worden sind. Die eingetretene Vermehrung der ursprünglichen Neutronenzahl wird als thermische Spaltneutronenausbeute η bezeichnet und auf die Absorption eines thermischen Neutrons im Brennstoff bezogen. Mit $\bar{\nu}$ als Spaltneutronenausbeute je thermischer Spaltung ergibt sich für η die einfache Formel

$$\eta = \bar{\nu} \cdot \frac{\text{Wahrscheinlichkeit für thermische Spaltungen}}{\text{Wahrscheinlichkeit für Absorption im Brennstoff}} = \bar{\nu} \cdot \frac{W_{\text{sp}}}{W_a} = \bar{\nu}\,\frac{\Sigma_{\text{sp}}}{\Sigma_a}. \tag{20}$$

Weil die Spaltneutronen zum Teil bei einer Energie entstehen, die über der Spaltschwellenergie des U^{238} von 1 MeV liegt, können sie, noch bevor ihre eigentliche Moderation einsetzt, auch einige der häufiger vorhandenen U^{238}-Kerne spalten. Dieser Vorgang bewirkt eine zusätzliche Erhöhung der Anzahl der schnellen Neutronen um einen Faktor ε, den man Schnellspaltfaktor nennt und definiert als

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der durch sämtl. Spaltungen erzeugten schnellen Neutronen}}{\text{Anzahl der durch therm. Spaltungen erzeugten schnellen Neutronen}}. \tag{21}$$

Im Verlauf ihrer Abbremsung infolge elastischer Stöße mit den Moderatoratomen durchlaufen die $N\eta\varepsilon$ Neutronen der betrachteten Generation den Energiebereich der U^{238}-Resonanzlinien. Weil hierbei ein gewisser Bruchteil durch Resonanzeinfang verlorengehen kann, müssen wir durch einen besonderen Faktor p angeben, wie viele Neutronen nach Passieren des U^{238}-Resonanzbereichs im Neutronenkreislauf verblieben sind. Diese Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p ist daher definiert als

$$p = \text{Bruchteil der während ihrer Abbremsung nicht im Brennstoff absorbierten ursprünglich schnellen Neutronen.} \tag{22}$$

Die entstandenen $N\eta\varepsilon p$ thermischen Neutronen beenden ihre Lebensgeschichte entweder durch Verlusteinfang in den Atomen des Moderators, der sich bildenden Spaltproduktgifte bzw. anderer Reaktorbaustoffe oder durch erneute Absorption im Brennstoff. Das letzte Schicksal erleidet nur der als thermische Nutzung bezeichnete Bruchteil

$$f = \frac{\text{im Brennstoff absorbierte thermische Neutronen}}{\text{insgesamt absorbierte thermische Neutronen}}, \tag{23}$$

der sodann neue thermische Spaltungen auslöst und damit die Kettenreaktion fortsetzt.

Wir stellen jetzt die Neutronenbilanz für den nunmehr in sich geschlossenen Kreislauf auf, wobei es gleichgültig ist, mit welchem Ereignis wir dabei beginnen, und bilden folgendes Verhältnis:

$$k_\infty = \frac{\text{Anzahl der Neutronen einer beliebigen Stelle des Kreislaufs in einer beliebigen Generation}}{\text{Anzahl der Neutronen an derselben Stelle in der vorhergehenden Generation}}. \tag{24}$$

Hierfür ergibt sich auf Grund der angestellten Überlegungen die sog. Vier-Faktor-Formel

$$k_\infty = \frac{N \eta \varepsilon p f}{N} = \eta \varepsilon p f. \tag{25}$$

k_∞ gibt gerade an, um wieviel sich die Neutronen während einer Generation vermehren, und heißt daher Vervielfachungsfaktor bzw. Multiplikationsfaktor.

Der Index ∞ soll andeuten, daß wir bisher stillschweigend ein unendlich ausgedehntes Reaktorsystem vorausgesetzt haben. Da man aber nur Reaktoren mit endlichen Abmessungen bauen kann, müssen wir durch zwei Faktoren P_s und P_{th} berücksichtigen, daß ein gewisser Prozentsatz sowohl schneller als auch thermischer Neutronen als Leckverlust aus dem Reaktor entweicht. Man nennt

$$P = P_s \cdot P_{th} \tag{26}$$

die Nicht-Entweichwahrscheinlichkeit oder kürzer den Leckfaktor.

Somit stellt sich als gesuchte kritische Bedingung für die stationäre Selbsterhaltung der im Reaktor ablaufenden Kettenreaktion heraus, daß der effektive Multiplikationsfaktor

$$k_{eff} = k_\infty P = \eta \varepsilon p f \, P_s P_{th} = 1 \tag{27}$$

sein muß, denn dann und nur dann bleibt die Neutronenzahl im Mittel über jede Neutronengeneration konstant.

3.22 Neutronenkinetik

3.221 Die Neutronentransportgleichung

3.221 1 Voraussetzungen

Bevor wir in der Lage sind, die Eigenschaften von Reaktoren theoretisch zu untersuchen, müssen wir eine allgemeine Theorie des kinetischen Verhaltens der Neutronen in moderierenden, absorbierenden und multiplikativen Medien entwickeln. Den Rahmen hierzu bildet die Transporttheorie der Neutronen. Ausgangspunkt aller Überlegungen stellt die Neutronentransportgleichung dar, die den Erhaltungssatz der Neutronenzahl für ein Volumelement des Phasenraums formuliert. Unter Phasenraum versteht man in der theoretischen Physik die sechsdimensionale, aus den drei räumlichen Koordinaten und den drei Geschwindigkeitskomponenten gebildete Mannigfaltigkeit.

Zur Ableitung der Transportgleichung werden folgende Annahmen gemacht:

1. Die Moderation der Neutronen soll nur durch elastische Stöße erfolgen. Damit keine unelastischen Stöße beteiligt sind, muß die Neutronenenergie kleiner als die Anregungsenergie des ersten Niveaus des getroffenen Kernes sein. Diese beträgt bei leichten Kernen einige MeV (z. B. C^{12} : 4,7 MeV), bei schweren Kernen jedoch nur hundert keV. Die getroffene Voraussetzung ist daher nicht erfüllt, falls die Neutronen bei Stößen mit schweren Stoßpartnern wie Uran eine größere Energie als etwa 100 keV haben.

2. Die Winkelverteilung der elastisch gestreuten Neutronen soll im Bezugssystem des gemeinsamen Massenschwerpunktes isotrop sein. Von der sehr seltenen p-Resonanzstreuung abgesehen, wird diese Annahme dann verletzt, wenn die Neutronenwellenlänge $\hbar/\sqrt{2 m_n E}$ kleiner oder gleich dem Kerndurchmesser ($1{,}4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ cm) des getroffenen Kernes ist. Dies ist nur bei $E > 10\,\text{MeV}/A^{2/3}$ der Fall, so daß Annahme 1 und 2 etwa von der gleichen oberen Energiegrenze an zutreffen.

3. Der Einfluß der chemischen Bindung der Stoßpartner der Neutronen auf den Moderationsvorgang soll vernachlässigt werden können. Diese Voraussetzung begrenzt den Gültigkeitsbereich der Transporttheorie nach unten. Der Effekt der chemischen

Bindung spielt so lange keine Rolle, wie der mittlere Energieverlust $2\,E/\mathsf{A}$ je Stoß größer als das Schwingungsquant $\hbar\omega$ der betreffenden Bindung ist. Da die Schwingungsfrequenz ω ungefähr proportional zu $\mathsf{A}^{-1/2}$ ist, dürfte E bei leichten Elementen nicht kleiner als etwa 1 eV, bei schweren als etwa 10 eV sein, damit diese Voraussetzung richtig ist. Wie sich jedoch herausstellt, erhält man noch gute Ergebnisse, wenn $\mathsf{A}\,\hbar\omega/2 > E > \hbar\omega$ ist.

Zusammenfassende Literatur zur Neutronentransporttheorie:

Marshak, R. E., Rev. Mod. Phys. **19** (1947), 185. — Marshak, R. E., Brooks, H., u. Hurwitz Jr., H., Nucleonics **4**, Nr. 5 (1949), 10; Nr. 6 (1949), 43; **5**, Nr. 1 (1949), 53; Nr. 2 (1949), 59. — Weinberg, A. M., u. Noderer, L. C., AECD-3471 (1951). — Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, Kap. 1.3, S. 365 bis 426, New York 1955. — Davison, B., Neutron Transport Theory, Oxford 1957.

3.221 2 Ableitung der energieabhängigen Transportgleichung

Wir gehen aus von der Anzahl der Neutronen, die sich zur Zeit t im Volumelement $\mathrm{d}V$ am Ort $\mathfrak{r}$ befinden und deren Geschwindigkeitsvektoren $\mathfrak{v} = v \cdot \vec{\Lambda}$ in das Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega$ zeigen, dessen Achse durch den Einheitsvektor $\vec{\Lambda}$ gegeben ist, und deren Energie E im Energieintervall zwischen E und $E + \mathrm{d}E$ liegt:

$$n\,(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, E, t)\,\mathrm{d}V\,\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}E.$$

Da sich später herausstellt, daß die Neutronendichte bei kleinen Energien proportional zu $1/E$ ist (s. 3.2251), ist es zweckmäßig, die Neutronenenergie E durch den logarithmischen Energieverlust, die sog. Lethargie

$$u = \ln \frac{E_a}{E} \tag{28}$$

anzugeben, der eingetreten ist, seit die Neutronen mit der Energie E_a entstanden sind. Für diesen Fall wird nämlich die umtransformierte Neutronendichte

$$n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) = n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, E, t)\,\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}u} \tag{29}$$

konstant hinsichtlich u.

Nun stellen wir den Erhaltungssatz der Neutronenzahl für ein Volumelement $\mathrm{d}V\,\mathrm{d}\Omega$ des Phasenraums auf. Die zeitliche Änderung von $n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)\,\mathrm{d}V\,\mathrm{d}\Omega$ muß gleich der Differenz zwischen Neutronenzufuhr und -abfuhr aus $\mathrm{d}V\,\mathrm{d}\Omega$ sein. Für die ersten Posten dieser Bilanz kommen alle äußeren Quellen und die Einstreuung von allen anderen Volumelementen des Phasenraums in Betracht; die im Volumelement $\mathrm{d}V$ entstandenen Spaltneutronen müssen wir nur dann berücksichtigen, wenn wir den Erhaltungssatz für die Lethargie $u = 0$ formulieren. Den letzten Posten der aufzustellenden Neutronenbilanz bilden alle Stoßprozesse, die mit den Atomen stattfinden, die sich in $\mathrm{d}V$ befinden und die dazu führen, daß die Neutronen aus dem Volumelement $\mathrm{d}V\,\mathrm{d}\Omega$ herausgestreut werden. Für ein homogenes Medium lautet der Erhaltungssatz bzw. die sog. Neutronentransportgleichung

$$\frac{\mathrm{d}n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)}{\partial t} + v(u)\,\vec{\Lambda}\cdot \operatorname{grad} n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) = S(\mathfrak{r}, u, t) +$$

$$+ \int_0^u \mathrm{d}u' \int \mathrm{d}\Omega'\, n\,(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}', u', t)\, v\,(u')\, \Sigma_s\,(u')\, f(\vec{\Lambda}'\cdot\vec{\Lambda}, u - u') - n\,(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)\, v(u)\, \Sigma_T(u). \tag{30}$$

Die linke Seite stellt die aus der Hydrodynamik bekannte totale zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion $n\,(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)$ dar. Beim Quellterm $S\,(\mathfrak{r}, u, t)$ wird eine isotrope

Quellverteilung vorausgesetzt. Ohne etwas an Allgemeinheit einzubüßen, wollen wir fortan noch annehmen, daß es sich um monoenergetische Quellen handelt:

$$S(\mathfrak{r}, u, t) = Q(\mathfrak{r})\, \delta(u)\, s(t). \tag{31}$$

Das letzte Glied der rechten Seite von Gl. (30) beschreibt nach Gl. (8) den Neutronenverlust durch die am Ort $\mathfrak{r}$ stattfindenden Absorptionen und elastischen Streuungen.

Im Integranden des zweiten Gliedes der rechten Seite gibt

$$n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}', u', t)\, v(u')\, \Sigma_s(u')\, \mathrm{d}\Omega'\, \mathrm{d}u' \tag{32a}$$

die Anzahl der Streuprozesse derjenigen Neutronen je Volumeinheit an, die zur Zeit t am Ort $\mathfrak{r}$ aus dem Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega'$, das durch den Einheitsvektor $\vec{\Lambda}'$ als Achse gekennzeichnet ist, mit Lethargien zwischen u' und $u' + \mathrm{d}u'$ herausgestreut werden. Von diesen interessieren nur diejenigen Neutronen, welche nach der Streuung mit der Lethargie u in das Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega$, das in Richtung $\vec{\Lambda}$ liegt, fliegen; die Wahrscheinlichkeit hierfür ist $f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u')$. Da der Streuwinkel ϑ durch die Einfallsrichtung $\vec{\Lambda}'$ und die Lethargieänderung $u - u'$ vollständig bestimmt ist, werden von allen möglichen Streurichtungen $\vec{\Lambda}$ diejenigen $\vec{\Lambda}_0$ ausgewählt, die einen Kegel mit $\vec{\Lambda}'$ als Achse und mit ϑ als Öffnungswinkel bilden $(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}_0 = \cos\vartheta)$ (s. Fig. **405.1**). Die Verteilungsfunktion $f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u')$ hat demnach einen Bestandteil vom Charakter der Diracschen Delta-Funktion¹). Mit einem zusätzlichen Faktor $w(u - u')$ brauchen wir nur noch die Wahrscheinlichkeit anzugeben, ob sich die Lethargie durch Stoß um $u - u'$ ändert:

$$f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u') = \delta(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda} - \vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}_0)\, w(u - u'). \tag{32b}$$

405.1 Zur Ableitung der Wahrscheinlichkeit $f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u')$, daß ein Neutron mit Flugrichtung $\vec{\Lambda}'$ und Lethargie u' nach einem Stoß die Flugrichtung $\vec{\Lambda}$ und die Lethargie u annimmt.

Auf Seite 408 wird abgeleitet, welche Funktion für das auf 1 zu normierende $w(u - u')$ in Gl. (32b) einzusetzen ist. Durch Integration von Gl. (32a) und Gl. (32b) über alle Flugrichtungen $\vec{\Lambda}'$ oder, was damit gleichbedeutend ist, über den gesamten Raumwinkel und über alle Lethargien u' vor dem Stoß erhalten wir schließlich die Anzahl derjenigen Neutronen, die am Ort $\mathfrak{r}$ in Richtung $\vec{\Lambda}$ mit der Lethargie u gestreut werden.

Gl. (30) wollen wir noch auf eine andere, zweckmäßigere Form bringen, indem wir die Abkürzung

$$h(u) = \frac{\Sigma_s(u)}{\Sigma_T(u)} \tag{33}$$

und die **Stoßdichte**

$$\psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) = n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)\, v(u)\, \Sigma_T(u) \tag{34}$$

einführen:

$$\frac{1}{v(u)\,\Sigma_T(u)} \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) + \frac{1}{\Sigma_T(u)} \vec{\Lambda} \cdot \operatorname{grad} \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) + \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)$$
$$= \int_0^u \mathrm{d}u' \int \mathrm{d}\Omega'\, \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}', u', t)\, f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u')\, h(u') + Q(\mathfrak{r})\, \delta(u)\, s(t). \tag{35}$$

¹) Die wichtigsten Eigenschaften der Diracschen Delta-Funktion sind

$$\delta(x - x_0) = \begin{Bmatrix} 0 \\ \infty \end{Bmatrix} \text{ für } \begin{cases} x > x_0 \text{ und } x < x_0 \\ x = x_0 \end{cases}, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x_0)\, \mathrm{d}x = 1 \text{ und } \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x_0)\, f(x)\, \mathrm{d}x = f(x_0).$$

Unsere Aufgabe besteht nun darin, mit Hilfe vereinfachender Annahmen für die besonders wichtigen Fälle der Neutronendiffusion und -moderation diese komplizierte Integro-Differentialgleichung der Neutronendichte bzw. der Stoßdichte zu lösen.

3.221 3 Sonderfälle: Energieunabhängige und ortsunabhängige Transportgleichung

Wenn wir die Energieänderung außer acht lassen, die die Neutronen bei Streuung erfahren, ergibt sich aus Gl. (30) die energieunabhängige Transportgleichung für die Anzahl $n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, t)$ der Neutronen in der Volum- und Raumwinkeleinheit zur Zeit t. Wir wollen dabei annehmen, daß der Streuquerschnitt Σ_s nur vom Winkel ϑ zwischen den Richtungen $\vec{\Lambda}'$ und $\vec{\Lambda}$ des einfallenden bzw. gestreuten Neutrons, aber nicht von der Energie abhängt. An die Stelle von $\Sigma_s(u') f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u')$ tritt jetzt $\Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda})\, \delta(u - u')$, wobei $\Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda})$ den sog. differentiellen Wirkungsquerschnitt bezeichnet, der die winkelabhängige Streuwahrscheinlichkeit beschreiben soll. Integriert man $\Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda})$ über alle Einfalls- oder Streurichtungen, erhalten wir für den bislang benutzten integralen Streuquerschnitt

$$\Sigma_s = \int \Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega' = \int \Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Lambda . \tag{36}$$

Somit lautet die Transportgleichung für die energieunabhängige Neutronendichte $n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) = n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, t)$ in einem homogenen Medium:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, t)}{\partial t} + v\vec{\Lambda} \cdot \operatorname{grad} n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, t) \\ &= \int \mathrm{d}\Omega'\, n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}', t)\, v\, \Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}) + Q(\mathfrak{r})\, s(t) - n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, t)\, v\, \Sigma_T . \end{aligned} \tag{37}$$

Als zweiten Sonderfall stellen wir die ortsunabhängige Transportgleichung auf. Wir gehen von Gl. (35) aus und führen die Gesamtstoßzahl

$$\Psi = \int \mathrm{d}V \int \mathrm{d}\Omega\, \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) \tag{38}$$

und die Gesamtquellstärke

$$Q = \int Q(\mathfrak{r})\, \mathrm{d}V \tag{39}$$

ein. Da im Unendlichen keine Stöße stattfinden und deshalb die zu integrierende Stoßzahl $\psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)$ verschwindet, führt die Integration des zweiten Gliedes auf der linken Seite von Gl. (35) nach Anwendung des Gaußschen Satzes zu Null:

$$\begin{aligned} \int \mathrm{d}\Omega \int \mathrm{d}V \vec{\Lambda} \cdot \operatorname{grad} \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) &= \int \mathrm{d}\Omega \int \mathrm{d}V \operatorname{div}(\psi \cdot \vec{\Lambda}) \\ &= \int \mathrm{d}\Omega \int \mathrm{d}F\, \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t) = 0 \end{aligned} \tag{40}$$

($\mathrm{d}F$ = Oberflächenelement einer im Unendlichen gelegenen Kugel).

Bei Mittelung des Streuintegrals ist Gl. (32b) zu verwenden und die Integrationsreihenfolge zu vertauschen:

$$\begin{aligned} &\int \mathrm{d}V \int \mathrm{d}\Omega \int \mathrm{d}\Omega'\, \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}', u', t)\, \delta(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda} - \vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}_0)\, w(u - u') \\ &= \int \mathrm{d}\Omega_0\, w(u - u') \int \mathrm{d}V \int \mathrm{d}\Omega'\, \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}', u, t) = f_0(u - u')\, \Psi(u', t) . \end{aligned} \tag{41}$$

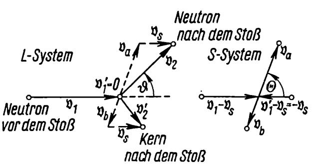
Schließlich ergibt sich die gesuchte Transportgleichung für die Gesamtstoßzahl:

$$\frac{1}{\Sigma_T(u)\, v(u)} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \Psi(u, t) + \Psi(u, t) = \int_0^u \mathrm{d}u'\, \Psi(u', t)\, h(u')\, f_0(u - u') + Q\, \delta(u)\, s(t) . \tag{42}$$

3.222 Stoßmechanik

3.222 1 Energieverlust und Streuwinkel bei elastischem Stoß

Bevor wir die Transportgleichung für bestimmte Fälle lösen können, müssen wir die in Gl. (30) bzw. Gl. (42) auftretenden Verteilungsfunktionen $f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u')$ [Gl. (32b)] bzw. $f_0(u - u')$ [Gl. (41)] ermitteln. Da nach den Annahmen von Abschn. 3.221 1 die Neutronen nur durch elastische Stöße mit freien Moderatoratomen abgebremst werden sollen, können wir die einfachen Gesetze der klassischen Mechanik anwenden, um den benötigten Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Energieverteilung zu gewinnen (s. auch 1.312, 1.313 u. 1.35). Dazu gehen wir aus vom Energie- bzw. Impulssatz, den wir sowohl im Laborsystem (L-System) als auch im Bezugssystem des gemeinsamen Massenschwerpunkts (S-System) formulieren (s. Figur **407.1**).



407.1 Bezeichnungen für Geschwindigkeiten und Streuwinkel im Laborsystem und Schwerpunktssystem

Hiernach ist die Geschwindigkeit $\mathfrak{v}_S$ des Massenschwerpunktes

$$\mathfrak{v}_S = \frac{\mathfrak{v}_1}{A + 1}, \tag{43a}$$

wenn $\mathfrak{v}_1$ die Geschwindigkeit des einfallenden Neutrons im Laborsystem bedeutet. Im Schwerpunktsystem beträgt demnach die Geschwindigkeit des Streuneutrons vor dem Stoß

$$\mathfrak{v}_1 - \mathfrak{v}_S = \frac{A\,\mathfrak{v}_1}{A + 1}, \tag{43b}$$

während sich der gestoßene Kern mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}_1' - \mathfrak{v}_S = -\mathfrak{v}_S$ gegen das Neutron bewegt ($v_1' = 0$). Da die Schwerpunktsgeschwindigkeit im S-System stets null sein muß, folgt aus dem Impulssatz

$$(\mathfrak{v}_1 - \mathfrak{v}_S) - A\,\mathfrak{v}_S = \mathfrak{v}_a + A\,\mathfrak{v}_b$$

und aus dem Energiesatz

$$\frac{1}{2}(\mathfrak{v}_1 - \mathfrak{v}_S)^2 + \frac{A}{2}\mathfrak{v}_S^2 = \frac{1}{2}\mathfrak{v}_a^2 + \frac{A}{2}\mathfrak{v}_b^2,$$

daß sich die Beträge der Geschwindigkeiten der einzelnen Stoßpartner nach dem Stoß, nämlich

$$v_a = \frac{A v_1}{A + 1} \quad \text{und} \quad v_b = \frac{v_1}{A + 1}, \tag{44}$$

nicht geändert haben.

Um die Energie des Neutrons nach erfolgter Streuung zu bestimmen, wird $\mathfrak{v}_a$ aus dem S-System in das L-System, nämlich in $\mathfrak{v}_2$, transformiert. Es ist

$$\mathfrak{v}_2 = \mathfrak{v}_a + \mathfrak{v}_S \quad \text{bzw.} \quad v_2^2 = v_S^2 + v_a^2 + 2 v_S v_a \cos\Theta. \tag{45}$$

Somit ergibt sich auf Grund von Gl. (43a) und Gl. (44):

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{A^2 + 2A\cos\Theta + 1}{(A + 1)^2}, \tag{46a}$$

wofür bei Benutzung der Abkürzung

$$\bar{\alpha} = \left(\frac{A - 1}{A + 1}\right)^2 \tag{47}$$

auch

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2}[(1 + \bar{\alpha}) + (1 - \bar{\alpha})\cos\Theta] \tag{46b}$$

geschrieben werden kann. Der größte Energieverlust tritt bei direktem Rückstoß, also bei einem Streuwinkel von $\Theta = 180°$ ein; er beträgt

$$E_1 - E_{2\min} = \frac{4\,\mathsf{A}}{(\mathsf{A}+1)^2} E_1 = (1-\bar{\alpha}) E_1, \quad \text{d. h. für} \quad \mathsf{A} > 50{:}\; E_1 - E_{2\min} \approx \frac{4}{\mathsf{A}} E. \tag{48}$$

Folglich werden die Neutronen um so stärker abgebremst, je kleiner das Atomgewicht des Moderators ist.

Wegen Gl. (45) ist (s. Fig. **407.1**)

$$v_2 \cos\vartheta = v_a \cos\Theta + v_S, \tag{49}$$

woraus man nach Einsetzen von Gl. (43a), Gl .(44) und Gl. (45) den Streuwinkel ϑ im Laborsystem gewinnt:

$$\cos\vartheta = \frac{\mathsf{A}\cos\Theta + 1}{\sqrt{\mathsf{A}^2 + 2\,\mathsf{A}\cos\Theta + 1}}. \tag{50}$$

Wie aus diesem Ausdruck hervorgeht, weichen die Streuwinkel ϑ und Θ im L- bzw. S-System um so weniger voneinander ab, je schwerer die Moderatoratome sind.

Für das Weitere ist es zweckmäßig, $\cos\Theta$ bzw. $\cos\vartheta$ durch die Lethargie u [Gl. (28)] auszudrücken. Man erhält aus Gl. (46a)

$$\cos\Theta = 1 - \frac{(\mathsf{A}+1)^2}{2\,\mathsf{A}}(1 - e^{-u}) \tag{51}$$

und aus Gl. (50)

$$\cos\vartheta = \frac{1}{2}\left[(\mathsf{A}+1)\, e^{-\frac{u}{2}} - (\mathsf{A}-1)\, e^{+\frac{u}{2}}\right]. \tag{52}$$

3.222 2 Stoßgesetz und Streuwinkelverteilung

Wir machen nun davon Gebrauch, daß die Streuwinkelverteilung im Schwerpunktsystem isotrop sein soll (s. Abschn. 3.221 1). Die Wahrscheinlichkeit $w(\Theta)\,d\Theta$ dafür, daß ein Neutron in dasjenige Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreut wird, das von zwei Kegeln mit den Öffnungswinkeln Θ und $\Theta + d\Theta$ gebildet wird, ist somit bis auf einen Normierungsfaktor gleich $d\Omega$ selbst

$$w(\Theta)\,d\Theta = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi}{4\pi}\sin\Theta \cdot d\Theta = \frac{1}{2}\sin\Theta \cdot d\Theta\,. \tag{53}$$

Mit Hilfe von Gl. (46b) erhält man für die Wahrscheinlichkeit $w(E_2)\,dE_2$, daß die Neutronen mit der Ausgangsenergie E_1 in das Energieintervall zwischen E_2 und $E_2 + dE_2$ eingestreut werden:

$$w(E_2)\,dE_2 = w(\Theta)\frac{d\Theta}{dE_2}\,dE_2 = -\frac{dE_2}{E_1(1-\bar{\alpha})}\,. \tag{54}$$

Bei isotroper Streuung ist also jede Energie zwischen E_1 und $E_{2\min} = \bar{\alpha} E_1$ gleich wahrscheinlich (s. Fig. **63.1**).

In gleicher Weise gewinnt man für die Wahrscheinlichkeit $w(u)\,du$ der Einstreuung in das Lethargieintervall zwischen u und $u + du$ den Ausdruck

$$w(u)\,du = w(\Theta)\frac{d\Theta}{du}\,du = \frac{(\mathsf{A}+1)^2}{4\,\mathsf{A}}\, e^{-u}\,du\,. \tag{55}$$

Somit ergibt sich für die in Gl. (32b) eingeführte Verteilungsfunktion:

$$f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u') = w(u - u')\,\delta(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda} - \vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}_0) \tag{56}$$

$$= \frac{1}{2\pi}\frac{(\mathsf{A}+1)^2}{4\,\mathsf{A}}\, e^{-(u-u')} \cdot \delta\left[\cos\vartheta - \frac{1}{2}\left((\mathsf{A}+1)\, e^{-\frac{1}{2}(u-u')} - (\mathsf{A}-1)\, e^{+\frac{1}{2}(u-u')}\right)\right].$$

Der Normierungsfaktor $1/2\pi$ berücksichtigt, daß sich die in Gl. (32b) eingeführte Wahrscheinlichkeitsverteilung $w(u-u')$ auf ein Raumwinkelelement $d\Omega = \sin\Theta\, d\Theta\, d\varphi$ und nicht wie bei Gl. (53) bzw. Gl. (55) auf eine kreisringförmige Zone vom Raumwinkel $2\pi \sin\Theta\, d\Theta$ bezieht.

Für die Verteilungsfunktion $f_0(u-u')$ von Gl. (41) aus der ortsunabhängigen Transportgleichung (42) findet man:

$$f_0(u-u') = \int d\Omega_0\, w(u-u') = \int \frac{d\varphi}{2\pi} \frac{(\mathsf{A}+1)^2}{4\mathsf{A}} e^{-(u-u')}$$
$$\frac{(\mathsf{A}+1)^2}{4\mathsf{A}} e^{-(u-u')} = \frac{e^{-(u-u')}}{1-\bar{\alpha}}, \tag{57}$$

sofern die Lethargieänderung $u-u'$ kleiner oder gleich dem maximal möglichen logarithmischen Energieverlust

$$\ln \frac{E_1}{E_{2\min}} = -\ln\bar{\alpha} \tag{58}$$

ist; sonst wird $f_0(u-u') = 0$.

Außerdem wollen wir noch den mittleren logarithmischen Energieverlust ξ und den mittleren Streuwinkelkosinus $\overline{\cos\vartheta} = \bar{\mu}_0$ im Laborsystem berechnen. Mit Hilfe von Gl. (56) erhalten wir nach Ausführung der Integrationen

$$\begin{aligned}\xi &= \int_0^{-\ln\bar{\alpha}} du \cdot u \int d\Omega\, f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u) = \int_0^{-\ln\bar{\alpha}} du \cdot u \int d\Omega_0\, w(u) = \frac{(\mathsf{A}+1)^2}{4\mathsf{A}} \int_0^{-\ln\bar{\alpha}} u\, e^{-u}\, du \\ &= 1 + \frac{(\mathsf{A}-1)^2}{2\mathsf{A}} \ln\left(\frac{\mathsf{A}-1}{\mathsf{A}+1}\right) = 1 + \frac{\bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}} \ln\bar{\alpha}\end{aligned} \tag{59}$$

und hieraus näherungsweise für $\mathsf{A} > 10$

$$\xi \approx \frac{2}{\mathsf{A}+\frac{2}{3}}. \tag{60}$$

In ähnlicher Weise ergibt sich zufolge Gl. (52)

$$\begin{aligned}\bar{\mu}_0 = \overline{\cos\vartheta} &= \int_0^{-\ln\bar{\alpha}} du \cos\vartheta(u) \int d\Omega\, f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u) = \int_0^{-\ln\bar{\alpha}} du \cos\vartheta(u) \int d\Omega_0\, w(u) \\ &= \frac{(\mathsf{A}+1)^2}{8\mathsf{A}} \int_0^{-\ln\bar{\alpha}} e^{-u} \left[(\mathsf{A}+1)\, e^{-\frac{u}{2}} - (\mathsf{A}-1)\, e^{+\frac{u}{2}}\right] du = \frac{2}{3\mathsf{A}}.\end{aligned} \tag{61}$$

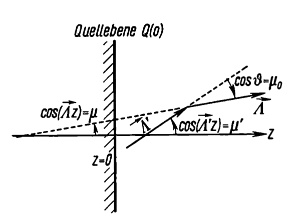
3.223 Grundlagen der Neutronendiffusion

3.223 1 Ableitung der eindimensionalen, stationären Transportgleichung für monoenergetische Neutronen

Unsere erste im Rahmen der Reaktortheorie zu lösende Aufgabe soll darin bestehen, das Verhalten solcher Neutronen zu untersuchen, die, von irgendeiner Quelle ausgehend, durch Stöße an einen anderen Ort diffundieren. Wir wollen darauf verzichten, den dabei eintretenden Energieverlust der Neutronen näher zu betrachten, und uns auf den stationären Fall der in Abschn. 3.2213 für eine einzige Neutronengeschwindigkeit abgeleiteten Transportgleichung (37) beschränken. Schließlich können wir zur Vereinfachung voraussetzen, daß die Neutronen von unendlich ausgedehnten ebenen Quellen mit isotroper Geschwindigkeitsverteilung emittiert werden. Da in Abschn. 3.224 2 gezeigt werden kann, daß sich die Lösung der Transportgleichung für irgendeine Ver-

teilung isotroper Punktquellen auf die Lösung für eine ebene Quelle zurückführen läßt, wird durch die letzte Voraussetzung nichts an Allgemeinheit eingebüßt.

Die Neutronendichte $n(z, \mu)$ hängt demnach nur noch von einer Ortskoordinate, z. B. von z, und vom Kosinus μ des Winkels zwischen der Neutronenflugrichtung und der Quellebenennormalen, also der z-Achse ab (s. Fig. **410.1**); $n(z, \mu)$ geht durch Integration über den Azimutwinkel φ aus der ursprünglichen stationären Neutronendichte $n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})$ hervor:



410.1 Bezeichnungen für Ableitung der Neutronendichte $n(z, \mu)$

$$n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega = 2\pi\, n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\mu = n(z, \mu)\, \mathrm{d}\mu. \tag{62}$$

Ebenso wird für die Quellstärke

$$Q(\mathfrak{r})\, \mathrm{d}\Omega = 2\pi\, Q(\mathfrak{r})\, \mathrm{d}\mu = Q(z)\, \mathrm{d}\mu \tag{63}$$

und für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega' = \Sigma_s(\mu_0)\, \mathrm{d}\Omega' = 2\pi\, \Sigma_s(\mu_0)\, \mathrm{d}\mu' \tag{64}$$

gesetzt, wobei für den Kosinus μ_0 des zwischen den Flugrichtungen $\vec{\Lambda}'$ und $\vec{\Lambda}$ eingeschlossenen Winkels nach dem Kosinussatz der sphärischen Trigonometrie folgendes gilt:

$$\mu_0 = \mu' \mu + \sqrt{1 - \mu'^2}\, \sqrt{1 - \mu^2}\, \cos(\varphi' - \varphi). \tag{65}$$

Mit Hilfe von Gl. (62) und Gl. (63) ergibt sich aus Gl. (37) zunächst

$$\mu v \frac{\mathrm{d}n(z,\mu)}{\mathrm{d}z} + \Sigma_T v\, n(z,\mu) = \int \int_{\varphi=0}^{2\pi} \Sigma_s(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda})\, v\, n(z, \vec{\Lambda}')\, \mathrm{d}\Omega'\, \mathrm{d}\varphi + Q(z). \tag{66}$$

Schließlich wird diese Gleichung mit dem konstanten Geschwindigkeitsbetrag v dividiert, die Abkürzung

$$S(z) = \frac{Q(z)}{v} \tag{67}$$

eingeführt und Gl. (64) benutzt. Dann erhalten wir folgende Integro-Differentialgleichung für die gesuchte Neutronendichte $n(z, \mu)$:

$$\mu \frac{\mathrm{d}n(z,\mu)}{\mathrm{d}z} + \Sigma_T\, n(z,\mu) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mu'=-1}^{+1} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \Sigma_s(\mu_0)\, n(z,\mu')\, \mathrm{d}\mu'\, \mathrm{d}\varphi'\, \mathrm{d}\varphi + S(z). \tag{68}$$

3.223 2 Entwicklung nach Legendre-Polynomen[1])

Wir wollen nun versuchen, eine Lösung für $n(z, \mu)$ durch Entwicklung nach einem vollständigen Orthogonalsystem nur von μ abhängiger Funktionen zu gewinnen. Als solche erweisen sich die sog. Legendreschen Polynome $P_l(\mu)$ am günstigsten, für die wir zunächst die wichtigsten Formeln zusammenstellen, soweit sie hier benötigt werden[2]). Die Legendre-Polynome sind definiert als

$$P_l(\mu) = \frac{1}{2^l\, l!} \frac{\mathrm{d}^l}{\mathrm{d}\mu^l} (\mu^2 - 1)^l \quad \text{für} \quad l \geqq 0 \quad \text{(ganz) und} \quad -1 \leqq \mu \leqq +1 \tag{69}$$

und lauten bei niedrigem Index l im einzelnen

$$P_0(\mu) = 1, \;\; P_1(\mu) = \mu, \;\; P_2(\mu) = \frac{1}{2}(3\mu^2 - 1) \quad \text{usw.}. \tag{70}$$

[1]) Mark, J. C., MT-92 (1944); MT-97 (1945). — Placzek, G., u. Volkoff, G. M., MT-4 (1943).
[2]) Tabellen sowie weitere Literatur s. Jahnke, E., u. Emde, F., Funktionentafeln mit Formeln und Kurven, 5. Aufl., Leipzig 1952, S. 104 bis 124.

Die mit $\sqrt{\dfrac{2l+1}{2}}$ multiplizierten $P_l(\mu)$ bilden ein vollständiges Orthogonalsystem, denn es gilt:

$$\int_{-1}^{+1} P_l(\mu)\, P_m(\mu)\, \mathrm{d}\mu = \frac{2}{2l+1}\,\delta_{lm} \quad \left(\text{Kronecker-Symbol} \quad \delta_{lm} = \begin{matrix}1\\0\end{matrix}\right\} \text{ für } \left\{\begin{matrix} l = m \\ l \neq m \end{matrix}\right). \tag{71}$$

Hieraus und aus der Rekursionsformel

$$(2l+1)\,\mu\, P_l(\mu) = (l+1)\, P_{l+1}(\mu) + l\, P_{l-1}(\mu) \tag{72}$$

findet man

$$\int_{-1}^{+1} \mu\, P_l(\mu)\, P_{l+1}(\mu)\, \mathrm{d}\mu = \frac{2\,(l+1)}{(2l+1)\,(2l+3)}\,. \tag{73}$$

Außerdem wird das sog. Additionstheorem gebraucht:

$$\begin{aligned} P_l(\mu_0) &= P_l\left[\mu'\mu + \sqrt{1-\mu'^2}\,\sqrt{1-\mu^2}\cos(\varphi'-\varphi)\right] \\ &= P_l(\mu')\, P_l(\mu) + 2\sum_{m=1}^{l} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}\, P_l^m(\mu')\, P_l^m(\mu) \cos m(\varphi'-\varphi), \end{aligned} \tag{74}$$

worin die sog. zugeordneten Legendre-Funktionen erster Art nach

$$P_l^m(\mu) = (1-\mu^2)^{\frac{m}{2}}\, \frac{\mathrm{d}^m}{\mathrm{d}\mu^m}\, P_l(\mu) \qquad (m \leqq l, \text{ ganz}) \tag{75}$$

definiert sind.

Wir probieren nun für die aus der Transportgleichung (68) zu berechnende Neutronendichte $n\,(z,\mu)$ den folgenden Ansatz:

$$n(z,\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2}\, n_l(z)\, P_l(\mu), \tag{76}$$

worin auf Grund von Gl. (71)

$$n_l(z) = \int n(z,\mu)\, P_l(\mu)\, \mathrm{d}\mu \qquad \text{ist.} \tag{77}$$

Ebenso wird für

$$\Sigma_s(\mu_0) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2}\, \Sigma_{sl}\, P_l(\mu_0) \tag{78}$$

mit

$$\Sigma_{sl} = \int \Sigma_s(\mu_0)\, P_l(\mu_0)\, \mathrm{d}\mu_0 \qquad \text{gesetzt.} \tag{79}$$

Zunächst nutzen wir Gl. (77) sowie das Additionstheorem [Gl. (74)] aus, was nach Ausführung der Integration über die beiden Azimutwinkel φ' und φ des Streuintegrals folgendes ergibt:

$$\mu\,\frac{\mathrm{d}n(z,\mu)}{\mathrm{d}z} + \Sigma_T\, n(z,\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2}\, \Sigma_{sl}\, n_l(z)\, P_l(\mu) + S(z). \tag{80}$$

In diese Gleichung gehen wir mit dem oben angegebenen Ansatz [Gl. (76)] für $n(z,\mu)$ ein. Schließlich finden wir unter Verwendung von Gl. (71) und Gl. (73) das folgende gekoppelte System gewöhnlicher Differentialgleichungen für die Entwicklungskoeffizienten $n_l(z)$ der Neutronendichte:

$$\frac{l+1}{2l+1}\,\frac{\mathrm{d}n_{l+1}(z)}{\mathrm{d}z} + \frac{l}{2l+1}\,\frac{\mathrm{d}n_{l-1}(z)}{\mathrm{d}z} + \Sigma_T\, n_l(z) = \Sigma_{sl}\, n_l(z)\, S(z)\, \delta_{0l} \quad (l \geqq 0). \tag{81}$$

Die Lösungen dieses Systems müssen natürlich noch bestimmte, aus physikalischen Gründen zu fordernde Randbedingungen erfüllen, auf die in Abschn. 3.2238 und 3.2239 eingegangen wird.

3.223 3 Die P_1- bzw. Diffusionsnäherung

Um die Neutronendichte $n(z, \mu)$ aus Gl. (81) zu berechnen, ist man natürlich gezwungen, die Entwicklung [Gl. (76)] nach einer endlichen Anzahl von Gliedern abzubrechen. Wir beschränken uns hier auf die sog. P_1-Näherung, d.h. wir streichen in Gl. (76) alle Terme bis auf

$$n(z, \mu) = \frac{1}{2}[n_0(z)\, P_0(\mu) + 3 n_1(z)\, P_1(\mu)] = \frac{1}{2}\,[n_0(z) + 3\mu\, n_1(z)]\,. \tag{82}$$

Zum Verständnis der Annahmen, die dieser Näherung zugrunde liegen, überlegen wir uns zuerst, welche physikalische Bedeutung den Entwicklungskoeffizienten $n_0(z)$ und $n_1(z)$ zukommt.

Definitionsgemäß bedeutet $n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega$ die Anzahl derjenigen Neutronen in der sich am Ort $\mathfrak{r}$ befindenden Volumeinheit, deren Geschwindigkeitsvektoren in einen Kegel mit $\mathrm{d}\Omega$ als Öffnungswinkel und mit der Richtung $\vec{\Lambda}$ als Achse zeigen. Nach Integration über den ganzen Raumwinkel und nach Multiplikation mit dem konstanten Geschwindigkeitsbetrag v erhält man aber hieraus die in Gl. (9) eingeführte Neutronenflußdichte

$$\Phi(\mathfrak{r}) = v \int_{\Omega} n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega\,. \tag{83}$$

Somit findet man mit Hilfe von Gl. (62) folgenden einfachen Zusammenhang zwischen $n_0(z)$ und Φ:

$$n_0(z) = \int_{-1}^{+1} n(z, \mu)\, \mathrm{d}\mu = \int_{\Omega} n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega = \frac{\Phi(z)}{v}\,. \tag{84}$$

Der Ausdruck $v \cdot (\vec{\Lambda} \cdot \vec{\Lambda}') \cdot n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega$ gibt denjenigen Bruchteil aller am Ort $\mathfrak{r}$ in der Volumeinheit befindlichen Neutronen an, die mit der Geschwindigkeit v aus dem in Richtung $\vec{\Lambda}$ gelegenen Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega$ kommen und eine auf $\vec{\Lambda}'$ normale Einheitsfläche in der Zeiteinheit durchsetzen.

Wird für $\vec{\Lambda}'$ die positive z-Achse gewählt und über alle Richtungen integriert, ergibt sich die Stromdichte $\mathfrak{J}_z$ des Netto-Neutronenstroms in der positiven z-Richtung $\vec{z}$ und damit eine einfache Beziehung zu $n_1(z)$:

$$\mathfrak{J}_z(z) = \int_{\Omega} v \cdot (\vec{\Lambda} \cdot \vec{z}) \cdot n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega = v \int_{-1}^{+1} \mu\, n(z, \mu)\, \mathrm{d}\mu = v\, n_1(z)\,. \tag{85}$$

Es ist also

$$n(z, \mu) = \frac{1}{2v}\,[\Phi(z) + 3\mu\, \mathfrak{J}_z(z)]\,. \tag{86}$$

Das unendliche Differentialgleichungssystem [Gl. (81)] reduziert sich nunmehr auf die beiden Gleichungen

$$\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}z} + (\Sigma_T - \Sigma_{s0})\, n_0 = S_0(z) \tag{87}$$

und

$$\frac{1}{3}\,\frac{\mathrm{d}n_0}{\mathrm{d}z} + (\Sigma_T - \Sigma_{s1})\, n_1 = 0\,, \tag{88}$$

wobei das in Gl. (88) eigentlich noch stehende Glied $(2/3) \cdot (\mathrm{d}n_2/\mathrm{d}z)$ bereits vernachlässigt wurde, damit die Entwicklung für $n(z, \mu)$ wirklich nach $P_1(\mu)$ abbricht. Gleichung (88) liefert eine Beziehung zwischen der Neutronenflußdichte $n_0 v$ und der Stromdichte $n_1 v$ der in der z-Richtung diffundierenden Neutronen:

$$\mathfrak{J}_z(z) = \frac{-1}{3(\Sigma_T - \Sigma_{s1})}\,\frac{\mathrm{d}\Phi(z)}{\mathrm{d}z}\,. \tag{89}$$

Durch Einsetzen von Gl. (89) in Gl. (87) ergibt sich schließlich die Diffusionsgleichung für die stationäre Neutronenflußdichte $\Phi(z)$, die das Verhalten monoenergetischer Neutronen beschreibt:

$$\frac{1}{3(\Sigma_T - \Sigma_{s1})} \frac{d^2\Phi(z)}{dz^2} - (\Sigma_T - \Sigma_{s0})\,\Phi(z) + Q(z) = 0. \tag{90}$$

Diffusionskoeffizient und Transportweglänge. Gl. (89) entspricht der bekannten Fickschen Diffusionsgleichung z. B. aus der kinetischen Gastheorie

$$\mathfrak{J}_z = D_v \frac{dn}{dz}, \tag{89a}$$

so daß damit auch der Diffusionskoeffizient D_v für Neutronendiffusion bekannt ist. Im Unterschied zur kinetischen Gastheorie wird in der Neutronenkinetik der bei $d\Phi/dZ$ stehende Faktor

$$D = \frac{1}{3(\Sigma_T - \Sigma_{s1})} \tag{91}$$

als Diffusionskoeffizient bezeichnet. D hat die Dimension einer Länge, während D_v die Dimension Länge²/Zeit besitzt.

Wegen Gl. (36) und Gl. (79) ist Σ_{s0} gleich dem makroskopischen Querschnitt Σ_s für elastische Streuung; sofern in Einklang mit der für die Gültigkeit der Transporttheorie getroffenen ersten Annahme aus Abschn. 3.2211 keine unelastischen Streuprozesse stattfinden, ist daher $\Sigma_T - \Sigma_{s0} = \Sigma_a$. Ferner gilt

$$\Sigma_{s1} = \int_{-1}^{+1} \Sigma_s(\mu_0)\,\mu_0\,d\mu_0 = \bar{\mu}_0\,\Sigma_s. \tag{92}$$

Obwohl sich dieses $\bar{\mu}_0$ von Gl. (61) unterscheidet, weil in der Diffusionsnäherung eine andere Verteilungsfunktion als in der strengen Transporttheorie verwendet wird (s. 3.2213), setzt man zur Vereinfachung für den in Gl. (91) auftretenden Mittelwert des Streuwinkelkosinus Gl. (61) ein. Bei schwacher Neutronenabsorption ist $\Sigma_T \cong \Sigma_s$. Dann erhält man für den Diffusionskoeffizienten D und die sog. Transportweglänge $\bar{\lambda}_{tr}$ bzw. den Transportquerschnitt Σ_{tr}

$$\bar{\lambda}_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}} = \frac{1}{\Sigma_T - \Sigma_{s1}} \tag{93}$$

näherungsweise

$$D \cong \frac{1}{3\Sigma_s(1-\bar{\mu}_0)} = \frac{\bar{\lambda}_s}{3(1-\bar{\mu}_0)} = \frac{\bar{\lambda}_{tr}}{3} \tag{91a}$$

und

$$\bar{\lambda}_{tr} \cong \frac{1}{\Sigma_s(1-\bar{\mu}_0)} = \frac{\bar{\lambda}_s}{1-\bar{\mu}_0}. \tag{93a}$$

Da man Gl. (93a) auch als Summe der folgenden unendlichen geometrischen Reihe auffassen kann:

$$\bar{\lambda}_{tr} = \bar{\lambda}_s + \bar{\mu}_0\,\bar{\lambda}_s + \bar{\mu}_0^2\,\bar{\lambda}_s + \cdots,$$

hat $\bar{\lambda}_{tr}$ die Bedeutung des mittleren Weges, den ein Neutron in seiner ursprünglichen Flugrichtung nach einer unendlich großen Anzahl von Streuungen zurücklegt. Wegen Bevorzugung der Vorwärtsstreuung im Laborsystem ist $\bar{\lambda}_{tr} > \bar{\lambda}_s$.

Gültigkeitsbereich der Diffusionsnäherung. Wir wollen nun die Frage beantworten, unter welchen Voraussetzungen die mit Hilfe von Gl. (86) aus der Diffusionsgleichung (90) für die stationäre Neutronenflußdichte $\Phi(z)$ berechnete Neutronendichte

$$n(z,\mu) = \frac{1}{2v}\left[\Phi(z) - \bar{\lambda}_{tr}\,\mu\,\frac{d\Phi(z)}{dz}\right] \tag{94}$$

eine gute Näherungslösung der eindimensionalen stationären Transportgleichung (68) sein kann. Da der obige Ansatz den Kosinus des Winkels zwischen der Neutronen-

flugrichtung und der Quellebenennormale lediglich in der ersten Potenz enthält, darf die tatsächliche Neutronendichte nur schwache Anisotropie aufweisen. Hierzu müssen drei Bedingungen erfüllt sein:

1. Die Neutronen müssen sich einige Transportweglängen von den nach Voraussetzung isotropen Quellen entfernt haben.
2. Ebenso muß die Entfernung zu irgendwelchen Grenzflächen mehrere Transportweglängen betragen, wenn unter Grenzflächen schmale Zonen verstanden werden, deren neutronenphysikalische Eigenschaften sich über wenige Transportweglängen stark ändern.
3. Σ_a muß klein im Vergleich zu Σ_s sein.

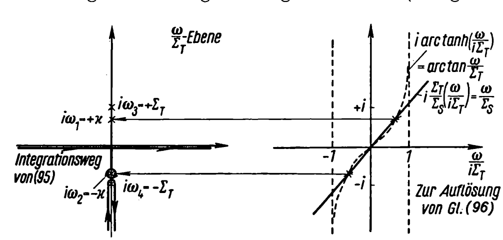
3.223 4 Strenge Lösung der Transportgleichung im Fall isotroper Streuung und schwacher Absorption

Durch Anwendung spezieller mathematischer Methoden ist es manchmal möglich, strenge Lösungen der eindimensionalen, stationären Transportgleichung (68) bzw. (80) für die Neutronendichte zu gewinnen. Dies gelingt z. B. mit Hilfe der Fourier-Transformation für den Fall, daß die Neutronen von der einzigen Quellebene $z = 0$ ausgehend durch rein isotrope Streuung in das unendlich ausgedehnte homogene Medium diffundieren und dabei nur schwach absorbiert werden. Da es den Rahmen dieses Kapitels überschreitet[1]), diese strenge Lösung abzuleiten, begnügen wir uns mit dem Nachweis, daß sie in die entsprechende Lösung der Diffusionsgleichung (90) übergeht, wenn die oben genannten drei Bedingungen erfüllt sind.

Für die strenge Lösung findet man zunächst (Q_{Pl} = Quellstärke je Flächen- und Zeiteinheit):

$$n_0(z) = \frac{Q_{Pl}}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\omega z}}{\left[1 - \frac{\Sigma_s}{\omega} \arctan \frac{\omega}{\Sigma_T}\right]} \cdot \frac{\arctan \frac{\omega}{\Sigma_T}}{\omega}\, d\omega. \tag{95}$$

Der Integrand hat folgende singuläre Stellen (s. Fig. 414.1):



414.1 Zur Bestimmung und Lage der singulären Stellen der strengen Lösung der Transportgleichung im Fall isotroper Streuung

a) Seine beiden Pole $i\omega_{1,2} = \pm\varkappa$ ergeben sich als Nullstellen der Gleichung

$$\frac{\omega}{\Sigma_s} = \arctan \frac{\omega}{\Sigma_T}. \tag{96}$$

b) Wesentlich singuläre Stellen treten bei $i\omega_{3,4} = \pm \Sigma_T$ auf.

Nach Anwendung des Residuensatzes erhält man schließlich zwei Beiträge zu $n_0(z)$:

a) die vom Pol $i\omega = -\varkappa$ herrührende sog. asymptotische Lösung

$$n_{0\,\mathrm{as.}}(z) = \frac{2\Sigma_a}{\Sigma_s} \cdot \frac{\Sigma_T^2 - \varkappa^2}{\varkappa^2 - \Sigma_T \Sigma_a} \cdot \frac{\varkappa}{2\Sigma_a} e^{-\varkappa|z|} \cdot Q_{Pl} \tag{97}$$

und b) die aus der Umgehung des wesentlich singulären Punktes $i\omega = -\Sigma_T$ resultierende nicht-asymptotische Lösung

$$n_{0\,\mathrm{n.as.}}(z) = \frac{Q_{Pl}}{2} \int\limits_{1}^{\infty} \frac{1}{\left[1 - \frac{\Sigma_s}{\eta \Sigma_T} \operatorname{arctanh} \frac{1}{\eta}\right]^2 + \left[\frac{\pi \Sigma_s}{2\eta \Sigma_T}\right]^2} \cdot \frac{e^{-\eta \Sigma_T |z|}}{\eta}\, d\eta. \tag{98}$$

---

[1]) s. Marshak, R. E., Brooks, H., u. Hurwitz Jr., H., Nucleonics 4, Nr. 5 (1949), 21 bis 22; für Punktquelle s.: Goldstein, M., u. a., AECD-1943 u. LACD-506.

3.223 5 Vergleich zwischen asymptotischer Lösung und Lösung der Diffusionsgleichung

Nun wollen wir die Diffusionsgleichung (90) für den oben beschriebenen Fall lösen: Von der Flugrichtung unabhängige Neutronendichte und eine isotrope Quellebene bei $z = 0$ mit der Quellstärke Q_{Pl}. In der allgemeinen Lösung des homogenen Teils von

$$\frac{1}{3\Sigma_T}\frac{d^2 n_0(z)}{dz^2} - \Sigma_a n_0(z) + Q_{Pl}\,\delta(z) = 0 \quad [\delta(z) = \text{Diracsche } \delta\text{-Funktion}] \tag{99}$$

berücksichtigen wir sogleich, daß die Neutronenflußdichte $v\,n_0(z)$ bei unendlich großem Abstand von der Quellebene $z = 0$ endlich bleiben muß; dann ergibt sich

$$n_0(z) = A\,e^{-\varkappa_0|z|}, \quad \text{wobei} \quad \varkappa_0 = \sqrt{3\,\Sigma_T\Sigma_a}\,. \tag{100}$$

Durch Verwertung der Quellbedingung, daß nämlich die Dichte des Neutronenstroms, der die Quellebene nach beiden Seiten verläßt, gleich Q_{Pl} (Neutronen je Flächen- und Zeiteinheit) sein muß, wird die Konstante A und damit die spezielle Lösung der vorgegebenen inhomogenen Diffusionsgleichung (99) bestimmt. Integriert man Gl. (99) zwischen $z = -\varepsilon$ und $z = +\varepsilon$ und läßt sodann $\varepsilon \to 0$ gehen, erhält man mit Hilfe von Gl. (89):

$$\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{1}{3\Sigma_T}\int\limits_{-\varepsilon}^{+\varepsilon}\frac{d^2 n_0}{dz^2}\,dz + Q_{Pl} = \lim_{\varepsilon\to 0}\frac{1}{3\Sigma_T}\left[\frac{dn_0}{dz}\bigg|_{+\varepsilon} - \frac{dn_0}{dz}\bigg|_{-\varepsilon}\right] + Q_{Pl}$$

$$= \lim_{\varepsilon\to 0} -\left[\mathfrak{J}_z^+(+\varepsilon) + \mathfrak{J}_z^-(-\varepsilon)\right] + Q_{Pl} = 0\,. \tag{101}$$

Hierin bezeichnen $\mathfrak{J}_z{}^+$ bzw. $\mathfrak{J}_z{}^-$ die Neutronenstromdichte in der positiven bzw. negativen z-Richtung. Aus Gl. (101) folgt zunächst:

$$A = \frac{2}{3}\frac{\Sigma_T}{\varkappa_0}Q_{Pl} = \frac{\varkappa_0}{2\Sigma_a}Q_{Pl}\,. \tag{102}$$

Somit ist die gesuchte Lösung der Diffusionsgleichung (99)

$$n_0(z) = \frac{\varkappa_0\,Q_{Pl}}{2\Sigma_a}\cdot e^{-\varkappa_0|z|}. \tag{103}$$

Wie man erkennt, fällt die Neutronendichte $n_0(z)$ im Abstand

$$L_0 = \frac{1}{\varkappa_0} = \frac{1}{\sqrt{3\Sigma_T\Sigma_a}} \tag{104}$$

auf den e-ten Teil ab. Man bezeichnet diese Strecke als Diffusionslänge.

Dieses Ergebnis vergleichen wir jetzt mit der asymptotischen Lösung $n_{0\,\text{as.}}(z)$ [Gl. (97)] der eindimensionalen stationären Transportgleichung (68). Dabei stellt sich heraus, daß beide Lösungen miteinander identisch sind, sofern die Absorption gegenüber Streuung vernachlässigt werden darf.

Ist diese Vernachlässigung nicht mehr erlaubt, brauchen wir Gl. (103) nur wie folgt abzuändern:

a) Die aus Gl. (100) erhaltene reziproke Diffusionslänge $\varkappa_0$ muß durch die Lösung der sich aus Gl. (96) ergebenden transzendenten Gleichung

$$\frac{\varkappa}{\Sigma_s} = \text{arc tanh}\frac{\varkappa}{\Sigma_T} \tag{105}$$

ersetzt werden. Durch Entwicklung des arc tanh sowie Auflösung der hieraus hervorgehenden quadratischen Gleichung für $\varkappa^2$ und anschließende Substitution von $\Sigma_s(1 + \Sigma_a/\Sigma_T)$ für Σ_T erhält man bis auf Potenzen von höherer als erster Ordnung in Σ_a/Σ_T

$$\varkappa = \frac{1}{L} \cong \sqrt{3\Sigma_T\Sigma_a}\left(1 - \frac{4}{5}\frac{\Sigma_a}{\Sigma_T}\cdots\right)^{1/2}. \tag{106}$$

b) Die Quellstärke der Diffusionsgleichung ist mit einem Korrektionsfaktor zu versehen, für den sich mit Hilfe von Gl. (106) bis auf Glieder von höherer Ordnung als Σ_a/Σ_T

$$\frac{2\Sigma_a}{\Sigma_s} \cdot \frac{\Sigma_T{}^2 - \varkappa^2}{\varkappa^2 - \Sigma_T \Sigma_a} \cong 1 - \frac{4}{5} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_T} \cdots \tag{107}$$

ergibt. Da dieser Korrektionsfaktor kleiner als 1 ist, wird die Quellstärke durch die in unmittelbarer Umgebung der Quellebene vorhandene Neutronenabsorption verkleinert.

3.223 6 Nicht-asymptotische Lösung der Transportgleichung

Direkt an der Quellebene überwiegt der durch Gl. (98) gegebene nicht-asymptotische Anteil $n_{0\,\mathrm{n.\,as.}}(z)$ der strengen Lösung für $n_0(z)$. Zunächst läßt sich zeigen, daß der Faktor

$$\chi(\eta) = \left\{\left[1 - \frac{\Sigma_s}{\eta \Sigma_T} \operatorname{arc\,tanh} \frac{1}{\eta}\right]^2 + \left[\frac{\pi \Sigma_s}{2\eta \Sigma_T}\right]^2\right\}^{-1} \tag{108}$$

im Bereich $1 \leqq \eta < +\infty$ durch eine Sprungfunktion $X(\eta)$ mit den Eigenschaften $X(\eta) = 0$ für $\eta < 1$ und $X(\eta) = 1$ für $\eta > 1$ approximiert werden kann.

Folglich wird $n_{0\,\mathrm{n.\,as.}}(z)$ in guter Näherung durch das sog. Exponentialintegral[1]) beschrieben:

$$n_{0\,\mathrm{n.\,as.}}(z) \cong -\frac{1}{2} \operatorname{Ei}(-\Sigma_T |z|), \tag{109}$$

wobei:

$$-\operatorname{Ei}(-x) = \int_1^\infty \frac{e^{-xy}}{y} \mathrm{d}y = -\ln \gamma x - \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(-x)^l}{l(l!)} \quad \text{für} \quad x \leqq 3; \tag{110}$$

($\ln \gamma = 0{,}577215$, Eulersche Konstante).

Aus dem Verlauf des Exponentialintegrals können wir folgendes erkennen:

a) In unmittelbarer Nähe der Quellebene divergiert $n_0(z)$ logarithmisch, während $n_0(z)$ nach dem Ergebnis (103) der Diffusionsnäherung beschränkt sein muß. Als Grund für dieses unterschiedliche Verhalten sind diejenigen Neutronen anzusehen, welche die Quellebene gerade verlassen und noch keine Stöße erlitten haben.

b) Von $\Sigma_T |z| = 2$ an ist $-\operatorname{Ei}(-\Sigma_T |z|)$ praktisch gleich Null. Bei Abständen von mehr als 1 bis 2 Streuweglängen (bzw. Transportweglängen im anisotropen Fall) von der Quellebene geht daher die Neutronendichte $n_0(z)$ in die durch Gl. (97) gegebene asymptotische Lösung $n_{0\,\mathrm{as.}}(z)$ über.

Damit ist der Nachweis im Fall isotroper Neutronendichte erbracht, daß die in der Diffusionsgleichung (90) enthaltene Näherung dasselbe wie die in Strenge gelöste äquivalente Transportgleichung (68) bzw. (80) liefert, sofern die drei in Abschn. 3.223 3 aufgeführten Voraussetzungen erfüllt sind.

3.223 7 Strenge Lösung der Transportgleichung im Fall schwach anisotroper Streuung und starker Absorption

Auch dann, wenn die Neutronen nach dem anisotropen Streugesetz der P_1-Näherung, nämlich nach

$$\Sigma_s(\mu) = \frac{1}{2}(\Sigma_{s0} + 3\mu\Sigma_{s1}) = \frac{\Sigma_s}{2}(1 + 3\mu\overline{\mu_0}) \tag{111}$$

gestreut werden und zudem verhältnismäßig starke Absorption erleiden, ergibt sich Übereinstimmung zwischen Diffusionstheorie und Transporttheorie. Um das einzusehen, gehen wir davon aus, daß in der Diffusionsnäherung die Dichte $\mathfrak{J}$ des Neutronenstroms dem Gradienten der Flußdichte Φ proportional sein muß [s. Gl. (89)].

[1]) Tabellen bei Jahnke, E., u. Emde, F., Funktionentafeln mit Formeln und Kurven, 5. Auflage, Leipzig 1952, S. 1 bis 5.

Im Gegensatz zur ursprünglichen Ableitung dieses Sachverhalts wollen wir von jetzt ab in Gl. (88) das Glied $(2/3) \cdot (\mathrm{d}n_2/\mathrm{d}z)$ nicht mehr vernachlässigen. Dann erhalten wir nämlich:

$$\mathfrak{J}_z(z) = v\, n_1(z) = \frac{-1}{(\Sigma_T - \Sigma_{s1})} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} \left[\frac{v\, n_0(z)}{3} + \frac{2\, v\, n_2(z)}{3} \right], \tag{112}$$

woraus sich folgende, von (89) abweichende Beziehung zwischen Stromdichte $\mathfrak{J}_z$ und Flußdichte Φ ergibt:

$$\mathfrak{J}_z(z) = -\bar{\lambda}_{tr} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} [\overline{\mu^2}\, \Phi(z)]; \tag{113}$$

denn für den Mittelwert des Quadrats des Streuwinkelkosinus gilt

$$\overline{\mu^2} = \frac{\int\limits_{-1}^{+1} \left[\frac{1}{3} P_0(\mu) + \frac{2}{3} P_2(\mu) \right] n(z, \mu)\, \mathrm{d}\mu}{\int\limits_{-1}^{+1} n(z, \mu)\, \mathrm{d}\mu} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{n_2(z)}{n_0(z)}. \tag{114}$$

Somit kommt als zusätzliche Forderung für die strenge Gültigkeit der Diffusionstheorie hinzu, daß $\overline{\mu^2}$ ortsunabhängig sein muß, weil dann die Stromdichte $\mathfrak{J}_z(z)$ proportional zum Flußdichtegradienten bleibt.

Diese Bedingung wird aber gerade erfüllt, wenn es gelingt, eine asymptotische Lösung der entsprechenden quellenfreien Transportgleichung (80) in Form eines Produktansatzes zu gewinnen:

$$n(z, \mu) = \mathrm{e}^{-\varkappa |z|}\, y(\mu). \tag{115}$$

Die winkelabhängige Funktion $y(\mu)$ wird aus einer Integralgleichung berechnet, die sich durch Einsetzen von Gl. (115) in Gl. (80) ergibt:

$$y(\mu) = \frac{\Sigma_s}{2} \int\limits_{-1}^{+1} \frac{1 + 3\bar{\mu}_0\, \mu\, \mu'}{\Sigma_T \mp \varkappa\, \mu}\, y(\mu')\, \mathrm{d}\mu'. \tag{116}$$

Wir probieren für $y(\mu)$ den Ansatz

$$y(\mu) = \mathrm{const}\, \frac{A + \bar{\mu}_0\, \mu}{1 \mp \varkappa\, \mu/\Sigma_T}; \tag{117}$$

hiermit können wir jedoch Gl. (116) nur befriedigen, wenn die reziproke Diffusionslänge $\varkappa$ und die Konstante A einen ganz bestimmten Wert annimmt. Nach Ausführung der Integration und nach Gleichsetzen der Koeffizienten von μ^0 und μ^1 auf beiden Seiten von Gl. (117) erhalten wir folgende Gleichungen zur Ermittlung von A und $\varkappa$:

$$A = \mp \frac{\Sigma_s\, \bar{\mu}_0}{\varkappa} \cdot \frac{1 - \frac{\Sigma_T}{\varkappa} \operatorname{arc\,tanh} \frac{\varkappa}{\Sigma_T}}{1 - \frac{\Sigma_s}{\varkappa} \operatorname{arc\,tanh} \frac{\varkappa}{\Sigma_T}}, \tag{118}$$

$$\frac{\Sigma_s}{\varkappa} \operatorname{arc\,tanh} \frac{\varkappa}{\Sigma_T} = \frac{1 + 3\bar{\mu}_0 \frac{\Sigma_a\, \Sigma_s}{\varkappa^2}}{1 + 3\bar{\mu}_0 \frac{\Sigma_T\, \Sigma_s}{\varkappa^2}} = 1 - \frac{3\bar{\mu}_0\, \Sigma_s^2}{\varkappa^2 + 3\bar{\mu}_0\, \Sigma_T\, \Sigma_s}. \tag{119}$$

Nach Durchführung des bei Gl. (106) beschriebenen Rechenganges ergibt sich aus Gl. (119) bis auf Glieder von höherer als erster Ordnung in Σ_a/Σ_T:

$$\varkappa = \frac{1}{L} = \sqrt{3\Sigma_T\, \Sigma_a (1 - \bar{\mu}_0)} \left(1 - \frac{4}{5} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_T} + \frac{\Sigma_a}{\Sigma_T} \frac{\bar{\mu}_0}{1 - \bar{\mu}_0} \cdots \right)^{1/2}. \tag{120}$$

Im Falle isotroper Streuung erhalten wir hieraus erneut Formel (106) für $\varkappa$. Nach Anwendung der Bernoulli-l'Hôspitalschen Regel auf die aus Gl. (118) entstehende unbestimmte Form

findet man für die Konstante A den Wert 1. Dann führt die von Richtung und Ort abhängige Neutronendichte

$$n(z, \mu) = \text{const}\, e^{-\varkappa|z|} \cdot \frac{1}{1 \mp \varkappa\,\mu/\Sigma_T} \tag{121}$$

unter Ausnutzung von Gl. (105) zu folgendem Ergebnis für $\overline{\mu^2}$ [s. Gl. (114)]:

$$\overline{\mu^2} = \int_{-1}^{+1} \frac{\mu'^2}{1 \mp \varkappa\,\mu'/\Sigma_T}\,\mathrm{d}\mu' \Bigg/ \int_{-1}^{+1} \frac{\mathrm{d}\mu'}{1 \mp \varkappa\,\mu'/\Sigma_T} = \Sigma_T\,\Sigma_a/\varkappa^2 = \Sigma_{tr}\,\Sigma_a/\varkappa^2. \tag{122}$$

Um Übereinstimmung zwischen der asymptotischen Lösung der Transportgleichung (80) und der Diffusionsnäherung zu erzielen, muß man daher den Diffusionskoeffizienten D statt aus Gl. (91) aus folgender Definitionsgleichung berechnen:

$$D = \bar{\lambda}_{tr}\,\overline{\mu^2} = \frac{\Sigma_a}{\varkappa^2} = \Sigma_a L^2 = \left[3\Sigma_T(1 - \overline{\mu_0})\left(1 - \frac{4}{5}\,\frac{\Sigma_a}{\Sigma_T} + \frac{\Sigma_a}{\Sigma_T} \cdot \frac{\overline{\mu_0}}{1 - \overline{\mu_0}} \cdots\right)\right]^{-1}. \tag{123}$$

3.223 8 Randbedingungen der Transport- und Diffusionstheorie

Die bisher durchgeführte Untersuchung des Gültigkeitsbereichs der Diffusionsnäherung bedarf der Ergänzung durch Angabe von gewissen Randbedingungen, welche die Lösungen der Gl. (80) bzw. Gl. (90) für die Neutronendichte aus physikalischen Gründen befriedigen müssen:

a) Die Neutronendichte kann überall nur endlich sein und darf nicht negativ werden.

b) Sie ist stetig an der Grenzfläche zweier verschiedener Medien I und II; es sei denn, daß die Grenzfläche selbst als Neutronenquelle oder -senke wirkt.

c) Wenn eines der beiden Medien als quellenfreies Vakuum vorliegt, tritt an die Stelle von b) eine andere Bedingung. Da im Vakuum keine Stöße stattfinden können, fließen von dort überhaupt keine Neutronen in das angrenzende Medium zurück, d. h. das Vakuum verhält sich gegenüber den von dort kommenden Neutronen wie ein vollkommener Absorber.

Die Randbedingungen für die eindimensionale Transport- bzw. Diffusionstheorie lauten:

a) $n(z, \mu) \geqq 0$ und endlich;

b) $n_{\mathrm{I}}(0, \mu) = n_{\mathrm{II}}(0, \mu)$ für alle μ an der Grenzfläche $z = 0$,

d. h.: $n_{l\mathrm{I}}(0) = n_{l\mathrm{II}}(0)$ für alle l,

also: $n_{0\mathrm{I}}(0) = n_{0\mathrm{II}}(0)$ (Gleichheit der Flußdichten), (124)

$n_{1\mathrm{I}}(0) = n_{1\mathrm{II}}(0)$,

d. h.: $\bar{\lambda}_{tr\,\mathrm{I}} \left.\dfrac{\mathrm{d}n_{0\,\mathrm{I}}}{\mathrm{d}z}\right|_{z=0} = \bar{\lambda}_{tr\,\mathrm{II}} \left.\dfrac{\mathrm{d}n_{0\,\mathrm{II}}}{\mathrm{d}z}\right|_{z=0}$ (Gleichheit der Nettoströme); (125)

c) $n_{\mathrm{I}}(0, \mu) = 0$ für $\mu \leqq 0$, I $\triangleq$ Vakuum bei $z > 0$. (126)

3.223 9 Vakuum-Randbedingung — Lineare Extrapolationslänge

Mit der nach der Diffusionstheorie berechneten Neutronendichte (82) kann man Forderung c) nicht erfüllen, da in der Entwicklung (76) von $n(z, \mu)$ nur die beiden ersten Glieder mit $n_0(z)$ und $n_1(z)$ berücksichtigt werden. Statt dessen wird weniger einschränkend als c) verlangt, daß nur der aus dem Vakuum ($z > 0$) fließende Neutronenstrom verschwindet:

$$\mathfrak{J}_{z^-}(0) = v \int_0^{-1} n(0, \mu)\,\mu\,\mathrm{d}\mu = 0\,. \tag{127}$$

Wenn man Gl. (94) für $n\ (0, \mu)$ verwendet, findet man zunächst

$$\mathfrak{J}_{z^-}(0) = \left[\frac{\Phi(z)}{4} + \frac{\bar{\lambda}_{tr\,\mathrm{II}}}{6}\,\frac{\mathrm{d}\Phi(z)}{\mathrm{d}z}\right]_{z=0} = 0. \tag{128}$$

Hieraus läßt sich der Gradient der Flußdichte im Vakuum unmittelbar an der ebenen Grenzfläche berechnen:

$$-\left.\frac{\mathrm{d}\Phi(z)}{\mathrm{d}z}\right|_{z=0} = \frac{3}{2}\,\frac{\Phi(0)}{\bar{\lambda}_{tr\,\mathrm{II}}} = \frac{\Phi(0)}{d}. \tag{129}$$

Somit liefert die Diffusionstheorie folgendes bemerkenswerte Ergebnis: Die linear extrapolierte Flußdichte wird im Vakuum in einem bestimmten Abstand d von der Grenzfläche null. d wird als lineare Extrapolationslänge bezeichnet und beträgt für eine ebene Begrenzung zwischen Vakuum und einem nichtabsorbierenden Diffusionsmedium

$$d = \frac{2}{3}\,\bar{\lambda}_{tr}. \tag{130}$$

In Wirklichkeit verschwindet die Flußdichte keineswegs im Abstand d von der Grenzfläche. Gl. (129) stellt lediglich eine für die mathematische Behandlung geeignete Formulierung der Vakuum-Randbedingung dar.

In Abschn. 3.223 5 hatten wir festgestellt, daß wir den Gültigkeitsbereich der Diffusionsnäherung erweitern können, wenn wir die aus der Diffusionsgleichung (90) berechnete Neutronenflußdichte $v n_0(z) = \Phi(z)$ [Gl. (84)] in die sog. asymptotische Lösung $v n_{0\,\mathrm{as.}}(z)$ der Transportgleichung (80) abändern. Eine derartige Verbesserung der Diffusionstheorie wird ebenfalls erzielt, wenn man die lineare Extrapolationslänge d durch folgende Gleichung definiert:

$$\frac{1}{d} = -\left.\frac{\mathrm{d}\ln n_{0\,\mathrm{as.}}(z)}{\mathrm{d}z}\right|_{z=0} \tag{131}$$

und anstelle von Gl. (126) fordert, daß die Flußdichte in dem durch Gl. (131) gegebenen Abstand d von der freien Grenzfläche verschwindet. In der sog. Endpunktmethode[1]) wird die Vakuum-Randbedingung etwas anders formuliert: $\varphi(z_0) = 0$, wobei z_0 durch $n_{0\,\mathrm{as.}}(z_0) = 0$ gegeben ist. Zwischen d von Gl. (131) und z_0 besteht die Beziehung $d = L \tanh(z_0/L)$; hieraus folgt, daß bei nichtabsorbierenden Medien $(L \gg z_0)$ $d = z_0$ ist.

In der unmittelbaren Umgebung der Grenzfläche gilt die auf diese Weise gewonnene Näherungslösung der Transportgleichung natürlich ebensowenig wie die einfache Diffusionsnäherung, da die strenge Lösung des entsprechenden Transportproblems erst im Abstand von 2 bis 3 $\bar{\lambda}_{tr}$ zu etwa vorhandenen Quellen bzw. Grenzflächen in die bei Gl. (131) benutzte asymptotische Lösung $n_{0\,\mathrm{as.}}(z)$ übergeht.

Um den genauen Flußdichteverlauf unmittelbar an der Grenzfläche zu bestimmen, muß man das entsprechende Transportproblem in Verbindung mit Gl. (126) in Strenge lösen. Wenn die Grenzschicht zwischen Diffusionsmedium und Vakuum eine Ebene ist (sog. Milne-Problem), gelingt dies mit Hilfe der sog. Wiener-Hopf-Methode[2]), deren Beschreibung den Rahmen dieses Kapitels übersteigt. Hier wollen wir uns damit begnügen, die dafür gewonnenen Ergebnisse in Fig. **420.1** zusammenzustellen. Nach längerer Rechnung findet man aus der asymptotischen Komponente und aus Gl. (131) für die lineare Extrapolationslänge an einer ebenen Grenzfläche

$$d = 0{,}7104\,\bar{\lambda}_{tr}, \quad (132) \qquad \text{d.h.} \qquad \Phi(0) = 0{,}7104\,\bar{\lambda}_{tr}\cdot\mathrm{const}, \quad (133)$$

während die strenge Transporttheorie

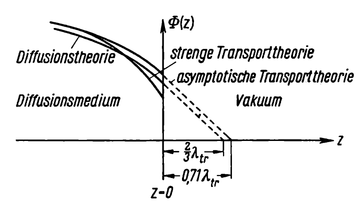
$$\Phi(0) = (3)^{-1/2}\cdot\bar{\lambda}_{tr}\cdot\mathrm{const} = 0{,}577\,\bar{\lambda}_{tr}\cdot\mathrm{const} \tag{134}$$

---

[1]) Frankel, S., u. Goldberg, S., LA-258 (1945).

[2]) Grundlagen der Wiener-Hopf-Methode: Wiener, N., u. Hopf, E., Berl. Ber. Math.-Phys. Klasse (1931), 696. — Hopf, E., Mathematical Problems of Radiative Equilibrium, Cambridge Tracts Nr. 31 (1934). — Anwendungen auf das Milne-Problem: Marshak, R. E., Phys. Rev. **72** (1947) 47. — Placzek, G., u. Seidel, W., Phys. Rev. **72** (1947), 550. — Mark, C., Phys. Rev. **72** (1947), 558. — Bat, G. A., u. Zaretsky, D. F., Genf. Ber. (1955), Bd. 5, S. 519, P/655. — Zusammenfassende Darstellung: Davison, B., Neutron Transport Theory, Oxford 1957, S. 67 bis 93.

ergibt. Der gegenüber Gl. (133) stärkere Flußdichteabfall von Gl. (134) wird dadurch erklärt, daß die Neutronen nur aus dem Inneren des Diffusionsmediums an die Grenzfläche gelangen können, während sie im Innern selbst keine Flugrichtung sonderlich bevorzugen.



420.1 Flußdichteverlauf an einer ebenen Grenzfläche zwischen Vakuum und einem nichtabsorbierenden Medium. (Lies: $\bar{\lambda}_{tr}$)

Ferner stellt sich heraus, daß die lineare Extrapolationslänge d von der Grenzflächenkrümmung und vom Absorptionsquerschnitt Σ_a des Diffusionsmediums abhängt. Die Übertragung von Gl. (131) auf Kugel- bzw. Zylindergeometrie lautet (Kugel- bzw. Zylinderradius $= R$)

$$\frac{1}{d} = \frac{\mathrm{d} \ln n_{0\,\mathrm{as.}}(r)}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=R}. \tag{135}$$

Hieraus erhält man als obere Grenze (Kugel mit $R = 0$)

$$d = \frac{4}{3}\bar{\lambda}_{tr}. \tag{136}$$

Wenn das Diffusionsmedium Neutronen absorbiert, wird d ebenfalls größer; sofern $\Sigma_a < \Sigma_s$ und die Grenzfläche eben ist, gilt:

$$d = 0{,}7104 \cdot \bar{\lambda}_{tr} \cdot \sqrt{\frac{\Sigma_T}{\Sigma_s}}. \tag{137}$$

3.224 Anwendungen der Neutronendiffusion

3.224 1 Punktquelle in einem unendlich ausgedehnten Medium[1])

Wir wollen nun von den eindimensionalen Diffusionsproblemen zu den dreidimensionalen übergehen. Die Verallgemeinerung der eindimensionalen stationären Diffusionsgleichung (90) ist offenbar:

$$D\Delta\,\Phi(\mathfrak{r}) - \Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r}) + Q(\mathfrak{r}) = 0. \tag{138}$$

Als erstes Beispiel bestimmen wir hieraus die Flußdichte der aus einer Punktquelle diffundierenden Neutronen. Diese möge je Zeiteinheit Q_{Pt} Neutronen emittieren und sich am Ort $\mathfrak{r}'$ befinden. Da das Problem kugelsymmetrisch um $\mathfrak{r}'$ ist, hängt die Flußdichte Φ nur vom Abstand $R = |\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|$ zwischen Aufpunkt $\mathfrak{r}$ und Quellpunkt $\mathfrak{r}'$ ab. Somit ergibt sich Φ außerhalb des Quellpunktes als Lösung folgender Gleichung:

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2} + \frac{2}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} - \varkappa^2\right)\Phi(R) = 0; \tag{139}$$

hieraus:

$$\Phi(R) = A\,\frac{\mathrm{e}^{-\varkappa R}}{R} + C\,\frac{\mathrm{e}^{+\varkappa R}}{R}. \tag{140}$$

Damit $\Phi(R)$ stets endlich bleibt, muß $C = 0$ sein. Die andere in Gl. (140) vorkommende Konstante, nämlich A, ermitteln wir wie bei Berechnung der Quellebenenflußdichte [Gl. (103)] mit Hilfe der sog. Quellbedingung. Da Q_{Pt} Neutronen die Quelle je Zeiteinheit verlassen, folgt aus

$$\lim_{R\to 0} 4\pi R^2\,\mathfrak{J}_r(R) = \lim_{R\to 0}\left[-4\pi R^2 D A\,\mathrm{e}^{-\varkappa R}\,\frac{(\varkappa R + 1)}{-R^2}\right] = 4\pi D A = Q_{Pt}, \tag{141}$$

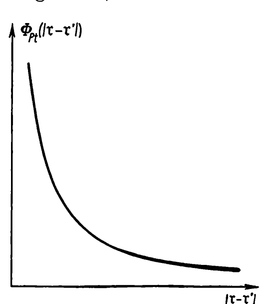
daß

$$A = Q_{Pt}/4\pi D \tag{141a}$$

[1]) Hierzu s. Bothe, W., Z. Phys. **119** (1942), 493.

ist. Mithin beträgt die gesuchte Neutronenflußdichte für eine Punktquelle in einem unendlich ausgedehnten homogenen Diffusionsmedium (s. Fig. **421.1**)

$$\Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|) = \frac{Q_{Pt}}{4\pi D}\cdot\frac{e^{-\varkappa|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}}{|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}. \qquad (142)$$



421.1 Flußdichteverlauf um eine Punktquelle am Ort $\mathfrak{r}'$ in einem unendlich ausgedehnten Medium

Diese Ergebnisse vergleichen wir jetzt mit der Neutronenflußdichte um eine Quellebene am Ort z' von der Quellstärke Q_{Pl} [Neutronen je Flächen- und Zeiteinheit], für die wir aus Gl. (103)

$$\Phi_{Pl}(|z-z'|) = \frac{Q_{Pl}}{2D\varkappa}\,e^{-\varkappa|z-z'|} \qquad (143)$$

erhalten. Offenbar können wir die Flußdichte Φ_{Pt} für eine Punktquelle auch als Ableitung der Flußdichte Φ_{Pl} für eine Quellebene darstellen, denn man überzeugt sich durch Einsetzen von Gl. (142) und Gl. (143) ohne Schwierigkeit von der Gültigkeit nachstehender Beziehung:

$$\Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|) = -\frac{Q_{Pt}}{Q_{Pl}}\cdot\frac{1}{2\pi|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Z}\,\Phi_{Pl}(Z)\big|_{Z=|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}. \qquad (144)$$

Natürlich gibt es hierzu auch eine Umkehrung:

$$\Phi_{Pl}(|z-z'|) = \frac{Q_{Pl}}{Q_{Pt}}\cdot 2\pi\int\limits_{|z-z'|}^{\infty}\Phi_{Pt}(R)\,R\,\mathrm{d}R, \qquad (145)$$

zu der man durch eine andere Überlegung ebenfalls gelangen kann.

3.224 2 Faltungsintegraldarstellung

In einem unendlich ausgedehnten, homogenen Diffusionsmedium soll sich eine beliebige Quellverteilung von $Q(\mathfrak{r}')$ Neutronen je Volum- und Zeiteinheit befinden. Da das Volumelement $\mathrm{d}V'$ am Ort $\mathfrak{r}'$ als Punktquelle von der Stärke $Q(\mathfrak{r}')\,\mathrm{d}V'$ aufgefaßt werden kann, leistet es zur Flußdichte $\Phi(\mathfrak{r})$ am Ort $\mathfrak{r}$ den Beitrag

$$\mathrm{d}\Phi(\mathfrak{r}) = \frac{e^{-\varkappa|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}}{4\pi D|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}\,Q(\mathfrak{r}')\,\mathrm{d}V', \qquad (146)$$

so daß sich die gesamte Flußdichte aus dem Faltungsintegral

$$\Phi(\mathfrak{r}) = \int\frac{e^{-\varkappa|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}}{4\pi D|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}\,Q(\mathfrak{r}')\,\mathrm{d}V' = \int\Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|)\,\frac{Q(\mathfrak{r}')}{Q_{Pt}}\,\mathrm{d}V' \qquad (147)$$

errechnet.

Die mathematische Formulierung dieses allgemein gültigen Ergebnisses besagt, daß die Punktquellenlösung (142) gerade die Greensche Funktion der für eine beliebige Quellverteilung $Q(\mathfrak{r}')$ zu lösenden inhomogenen Differentialgleichung (138) ist. In diesem Zusammenhang bezeichnet man (142) auch als Diffusionskern. Bei unendlich ausgedehnten Medien ist dieser nur eine Funktion des Abstandes $|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|$ zwischen Aufpunkt und Quellpunkt. Soll dies besonders zum Ausdruck gebracht werden, spricht man auch von Verschiebungskernen[1]).

Durch Anwendung von Gl. (147) auf eine Quellebene wollen wir noch Gl. (145) verifizieren. Hierzu führen wir Zylinderkoordinaten r', z' und φ' ein und setzen für die

[1]) Über die Behandlung von Integralen bzw. Integralgleichungen mit Verschiebungskernen s. Frankel, S., u. Nelson, E., AECD-3497 (1953).

Quellverteilung $Q(\mathfrak{r}') = Q_{Pl}\,\delta(z')$. Dann liefert (147) bei Beachtung der für die Diracsche Delta-Funktion geltenden Rechenregeln

$$\Phi_{Pl}(z) = \frac{Q_{Pl}}{Q_{Pt}} \int\limits_{r'=0}^{+\infty} \int\limits_{z'=-\infty}^{+\infty} \int\limits_{\varphi'=0}^{2\pi} \Phi_{Pt}(\sqrt{r'^2 + (z-z')^2})\,\delta(z')\,r'\,\mathrm{d}r'\,\mathrm{d}z'\,\mathrm{d}\varphi'$$

$$= \frac{Q_{Pl}}{Q_{Pt}} \cdot 2\pi \int\limits_0^\infty \Phi_{Pt}(\sqrt{r'^2 + z^2})\,r'\,\mathrm{d}r' = \frac{Q_{Pl}}{Q_{Pt}} \cdot 2\pi \int\limits_z^\infty \Phi_{Pt}(R)\,R\,\mathrm{d}R, \tag{148}$$

woraus sich nach nochmaliger Umtransformation die weiter oben abgeleitete Beziehung (145) herstellen läßt. Zudem können wir durch Kombination von Gl. (147) mit Gl. (144) begründen, weshalb wir uns in den vorhergehenden Abschnitten bei den allgemeinen Untersuchungen über die Eigenschaften der Lösungen der Transport- bzw. Diffusionsgleichung auf das Quellebenenproblem beschränken konnten (s. 3.2231).

Das für die Punktquellenflußdichte Φ_{Pt} erhaltene Ergebnis [Gl. (142)] können wir mit der Diffusionslänge L_0 bzw. L aus Abschn. 3.2235 in Zusammenhang bringen. Dazu berechnen wir den Mittelwert vom Quadrat desjenigen Weges, den ein von einer Punktquelle emittiertes Neutron bis zu seiner Absorption zurücklegt. Die Anzahl der Absorptionsprozesse, die in der Zeiteinheit innerhalb einer Kugelschale mit der Punktquelle als Mittelpunkt und mit dem Radius r und der Dicke $\mathrm{d}r$ stattfinden, beträgt auf Grund von Gl. (8) bzw. Gl. (104)

$$\Sigma_a \frac{\Phi_{Pt}(r)}{Q_{Pt}} \cdot 4\pi r^2\,\mathrm{d}r = \frac{1}{L^2}\,\mathrm{e}^{-\frac{r}{L}}\,r\,\mathrm{d}r. \tag{149}$$

Um den Mittelwert $\overline{r^2}$ des Quadrats des durchlaufenen Weges zu berechnen, muß man r^2 mit (149) als Gewichtsfaktor versehen, über alle Kugelschalen summieren und normieren:

$$\overline{r^2} = \frac{\int \Sigma_a \Phi_{Pt}(r)\,r^2\,\mathrm{d}V}{\int \Sigma_a \Phi_{Pt}(r)\,\mathrm{d}V} = \frac{\int\limits_0^\infty r^2\,\mathrm{e}^{-\frac{r}{L}}\,r\,\mathrm{d}r}{\int\limits_0^\infty \mathrm{e}^{-\frac{r}{L}}\,r\,\mathrm{d}r} = 6L^2. \tag{150}$$

Somit folgt: Die Diffusionslänge L ist gerade die Wurzel eines Sechstels des Mittelwerts vom Quadrat desjenigen Weges, den ein monoenergetisches Neutron von seiner Entstehung an bis zu seiner Vernichtung durch Absorption zurücklegt.

3.2243 Linienquelle in einem unendlich ausgedehnten Medium

Die bisher aufgeführten Anwendungsbeispiele, nämlich eine in einem unendlich ausgedehnten, homogenen Medium eingebettete Flächen- bzw. Punktquelle, vervollständigen wir nun durch Berechnung der Neutronenflußdichte Φ_L um eine Linienquelle, und zwar sowohl aus der Diffusionsgleichung (138) als auch mit Hilfe des Faltungsintegrals (147). Wir legen dazu die Linienquelle in die z-Achse und schreiben das Problem in Zylinderkoordinaten an. Offensichtlich kann die Flußdichte nur vom Abstand r zwischen Aufpunkt und Zylinderachse abhängen. Somit bestimmt sich $\Phi_L(r)$ aus

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} - \varkappa^2\right)\Phi_L(r) = 0. \tag{151}$$

Die linear unabhängigen Lösungen dieser Differentialgleichung sind

a) die modifizierte Bessel-Funktion[1]) $I_0(\varkappa r)$ vom Index 0

$$I_0(\varkappa r) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{(l!)^2} \left(\frac{\varkappa r}{2}\right)^{2l} \tag{152}$$

und b) die modifizierte Hankel-Funktion $K_0(\varkappa r)$ vom Index 0

$$K_0(\varkappa r) = -I_0(\varkappa r) \ln\left(\frac{\gamma \varkappa r}{2}\right) + \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{(l!)^2}\left(\frac{\varkappa r}{2}\right)^{2l} \cdot \sum_{m=1}^{l} \frac{1}{m}. \tag{153}$$

Da aber I_0 die Forderung verletzt, daß $\Phi_L(r)$ im Unendlichen endlich bleiben muß, beschränkt sich die physikalisch sinnvolle Lösung von Gl. (151) auf

$$\Phi_L(r) = A\, K_0(\varkappa r). \tag{154}$$

Als Quellbedingung verlangen wir, daß Q_L Neutronen je Zeit- und Längeneinheit aus der Linienquelle austreten. Berücksichtigt man, daß

$$\frac{\mathrm{d}K_0(\varkappa r)}{\mathrm{d}r} = -\varkappa K_1(\varkappa r) \tag{155}$$

ist und daß sich die derart eingeführte modifizierte Hankel-Funktion $K_1(\varkappa r)$ vom Index 1 für $r \to 0$ wie $K_1(\varkappa r) \to 1/\varkappa r$ verhält, ergibt sich schließlich aus

$$\lim_{r\to 0}\left[-DA\,\frac{\mathrm{d}K_0(\varkappa r)}{\mathrm{d}r}\cdot 2\pi r\cdot 1\right] = \lim_{r\to 0} DA\,\varkappa r K_1(\varkappa r)\cdot 2\pi = 2\pi DA = Q_L \tag{156}$$

für die gesuchte Flußdichte einer Linienquelle

$$\Phi_L(r) = \frac{Q_L}{2\pi D} K_0(\varkappa r). \tag{157}$$

Dasselbe Ergebnis müssen wir natürlich auch durch Anwendung von Gl. (147) erhalten. Die Quellverteilung $Q(\mathfrak{r}') = Q(r', z', \varphi')$ ist unabhängig von z' und φ' und nur für $|\mathfrak{r}'| = r' = 0$ von Null verschieden; also muß sie sich mit Hilfe der Diracschen Delta-Funktion $\delta(\mathfrak{r}')$ darstellen lassen. Aus der hierfür geltenden Normierungsbedingung

$$\int \delta(\mathfrak{r}')\, r'\,\mathrm{d}r'\,\mathrm{d}z'\,\mathrm{d}\varphi' = \int \delta(r')\,\mathrm{d}r' = 1 \tag{158}$$

folgt zunächst

$$\delta(\mathfrak{r}') = \frac{\delta(r')}{2\pi r' l} \quad (l = \text{Länge der Linienquelle}); \tag{159}$$

mithin ist

$$Q(\mathfrak{r}') = Q_L \frac{\delta(r')}{2\pi r'}. \tag{160}$$

Unsere Aufgabe besteht sodann darin, das aus Gl. (147) entstehende Integral

$$\Phi_L(r) = \frac{Q_L}{2\pi D}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{2}\int_{r'=0}^{\infty}\int_{z'=-\infty}^{+\infty}\int_{\varphi'=0}^{2\pi} \frac{\mathrm{e}^{-\varkappa\sqrt{r^2+r'^2-2rr'\cos(\varphi'-\varphi)+(z-z')^2}}}{\sqrt{r^2+r'^2-2rr'\cos(\varphi'-\varphi)+(z-z')^2}}\,\delta(r')\,\mathrm{d}r'\,\mathrm{d}z'\,\mathrm{d}\varphi' \tag{161}$$

auszuwerten, wobei für den Abstand $|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|$ zwischen Aufpunkt $\mathfrak{r}$ und Quellpunkt $\mathfrak{r}'$

$$|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'| = \sqrt{r^2+r'^2-2rr'\cos(\varphi'-\varphi)+(z-z')^2} \tag{162}$$

[1]) Hierzu s. Jahnke, E., u. Emde, F., Funktionentafeln mit Formeln und Kurven, 5. Auflage, Leipzig 1952, S. 125 bis 145, 156 bis 168, 190 bis 198, 224 bis 243. Es ist zu beachten, daß Jahnke u. Emde folgende Bezeichnungen verwenden:

$$I_0(x) = J_0(\mathrm{i}x); \qquad I_1(x) = -\mathrm{i}J_1(\mathrm{i}x);$$

$$\frac{2}{\pi}K_0(x) = \mathrm{i}H_1^{(1)}(\mathrm{i}x); \qquad \frac{2}{\pi}K_1(x) = -H_1^{(1)}(\mathrm{i}x).$$

gesetzt worden ist. Ausführung der Integration über r' und φ' liefert

$$\Phi_L(r) = \frac{Q_L}{2\pi D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\varkappa\sqrt{r^2+(z-z')^2}}}{\sqrt{r^2+(z-z')^2}} \, dz'. \tag{163}$$

Dieses Integral ist eine wohlbekannte Integraldarstellung für $K_0(\varkappa r)$, so daß sich dasselbe Ergebnis für die Linienquellenflußdichte wie durch Lösung der entsprechenden Diffusionsgleichung (151) ergibt.

Gelegentlich begegnet man Quellverteilungen, die aus parallelen Quellebenen oder aus konzentrischen Zylinderquellen verschiedener Quellstärke bestehen. In diesen Fällen ist es natürlich bequemer, wenn als Diffusionskern des Faltungsintegrals [Gl. (147)] statt der Punktquellenflußdichte [Gl. (142)] von vornherein die Quellebenenflußdichte $\Phi_{Pl}(|z-z'|)$ [Gl. (143)] bzw. die aus der Linienquellenflußdichte $\Phi_L(r)$ [Gl. (157)] abgeleitete Zylinderquellenflußdichte

$$\Phi_L\left(\sqrt{r^2+r'^2-2rr'\cos(\varphi'-\varphi)}\right) = \frac{1}{2\pi D} K_0\left(\varkappa\sqrt{r^2+r'^2-2rr'\cos(\varphi'-\varphi)}\right) \tag{164}$$

verwendet wird.

3.224 4 Endliche Diffusionsmedien

Die bisher behandelten Beispiele zur Diffusion monoenergetischer Neutronen bezogen sich auf unendlich ausgedehnte, homogene Medien. Wir wollen als nächste Aufgabe untersuchen, welche Neutronenflußdichte sich in endlichen homogenen Medien mit verschiedenen geometrischen Begrenzungen ausbildet, die allseitig von Vakuum umgeben sind. Da der Rechengang stets derselbe ist, beschränken wir uns als Beispiel auf einen unendlich langen Hohlzylinder, dessen innerer bzw. äußerer Radius R_i bzw. R_a beträgt und dessen Achse mit einer Linienquelle $Q_L(r=0)$ zusammenfällt.

Bei unbegrenzten Medien mußte die Flußdichte auch im Unendlichen endlich bleiben. Jetzt tritt an die Stelle dieser Forderung die in Abschn. 3.223 9 begründete Randbedingung, daß die Flußdichte im Vakuum im Abstand der linearen Extrapolationslänge d von der äußeren Grenzfläche verschwinden soll:

$$\Phi(R_a+d) = 0\,. \tag{165}$$

Da im Vakuum keine Absorption stattfindet ($\varkappa_{\text{Vak}} = 0$), muß der gesamte Neutronenstrom, der die im Vakuum befindliche Linienquelle verläßt, die innere Grenzfläche des Hohlzylinders passieren:

$$D_{\text{Vak}} \left.\frac{d\Phi_{\text{Vak}}}{dr}\right|_{r=R_i} = D \left.\frac{d\Phi}{dr}\right|_{r=R_i}. \tag{166}$$

Die Vakuumflußdichte $\Phi_{\text{Vak}}(r)$ ergibt sich aus der Diffusionsgleichung

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)\Phi_{\text{Vak}}(r) = 0 \tag{167}$$

und der Quellbedingung

$$\lim_{r\to 0}\left[-D_{\text{Vak}}\frac{d\Phi_{\text{Vak}}}{dr}\cdot 2\pi r\right] = Q_L; \tag{168}$$

mithin

$$\Phi_{\text{Vak}}(r) = \frac{Q_L}{2\pi D_{\text{Vak}}} \ln\frac{1}{r} + \text{const.} \tag{169}$$

Andererseits ist die Lösung der Diffusionsgleichung (151) für das hohlzylindrisch ausgebildete Diffusionsmedium

$$\Phi(r) = A\,K_0(\varkappa r) + C\,I_0(\varkappa r). \tag{170}$$

Die beiden Konstanten A und C findet man aus dem durch Ausnutzung von Gl. (165) und Gl. (166) entstehenden linearen Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} A\,K_0[\varkappa(R_a+d)] + C\,I_0[\varkappa(R_a+d)] &= 0,\\ -A\,\varkappa K_1(\varkappa R_i) + C\,\varkappa I_1(\varkappa R_i) &= -\frac{Q_L}{2\pi R_i}, \end{aligned} \tag{171}$$

worin die modifizierte Bessel-Funktion $I_1(\varkappa r)$ vom Index 1 analog zu Gl. (155) durch

$$\frac{\mathrm{d}I_0(\varkappa r)}{\mathrm{d}r} = \varkappa I_1(\varkappa r) \tag{172}$$

definiert ist. Somit wird die gesuchte Flußdichte im Hohlzylinder ($R_i \leqq r \leqq R_a$)

$$\Phi(r) = \frac{Q_L}{2\pi D} \cdot \frac{\{I_0[\varkappa(R_a + d)]\, K_0(\varkappa r) - K_0[\varkappa(R_a + d)]\, I_0(\varkappa r)\}}{I_0[\varkappa(R_a + d)] \cdot \Delta}, \tag{173}$$

wobei

$$\Delta = \varkappa R_i \left[K_1(\varkappa R_i) + I_1(\varkappa R_i) \cdot \frac{K_0[\varkappa(R_a + d)]}{I_0[\varkappa(R_a + d)]} \right]. \tag{174}$$

Gl. (173) gilt auch für einen Vollzylinder; nur ist dann $\Delta = 1$, da für $R_i \to 0$ zwar $I_1(\varkappa R_i) \to 0$, aber $K_1(\varkappa R_i) \to 1/\varkappa R_i$ geht.

In ähnlicher Weise lassen sich folgende Flußdichteverläufe ableiten:

a) Hohlkugel, innerer Radius R_i, äußerer Radius R_a, Punktquelle Q_{Pt} im Mittelpunkt ($R_i \leqq r \leqq R_a$):

$$\Phi(r) = \frac{Q_{Pt}}{4\pi D r} \cdot \frac{\sinh \varkappa(R_a + d - r)}{\sinh \varkappa(R_a + d - R_i) + \varkappa R_i \cosh \varkappa(R_a + d - R_i)}; \tag{175}$$

Sonderfälle[1]):

aa) Vollkugel ($R_i = 0$):

$$\Phi(r) = \frac{Q_{Pt}}{4\pi D r} \cdot \frac{\sinh \varkappa(R_a + d - r)}{\sinh \varkappa(R_a + d)}; \tag{176}$$

ab) unendlich ausgedehntes Diffusionsmedium um Vakuumkugel ($R_a \to \infty$):

$$\Phi(r) = \frac{Q_{Pt}}{4\pi D r} \cdot \frac{\mathrm{e}^{-\varkappa(r - R_i)}}{1 + \varkappa R_i}. \tag{177}$$

b) Unendlich ausgedehnte Platte mit der endlichen Dicke H, Quellebene Q_{Pl} in der Mitte ($-H/2 \leqq z \leqq +H/2$):

$$\Phi(z) = \frac{Q_{Pl}}{2D\varkappa} \cdot \frac{\sinh \varkappa\left(\frac{H}{2} + d - |z|\right)}{\cosh \varkappa\left(\frac{H}{2} + d\right)}. \tag{178}$$

3.224 5 Bildquellenmethode

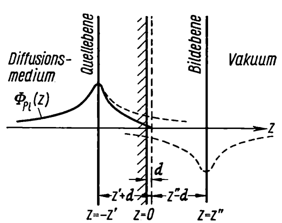
In der oben angegebenen Zusammenstellung fehlt ein Sonderfall, zu dessen mathematischer Behandlung ein besonderes Verfahren, nämlich die aus der Potentialtheorie bekannte Bildquellenmethode, benutzt wird. Mit ihrer Hilfe kann man den sich einstellenden Flußdichteverlauf darstellen, wenn das Diffusionsmedium einen an Vakuum grenzenden Halbraum einnimmt und wenn in diesem irgendeine Quelle in einem gewissen Abstand von der Berandung eingebettet ist. Um zu erreichen, daß Φ, wie es sein muß, am extrapolierten Rand verschwindet, überlagert man der Flußdichte, die sich in einem unendlich ausgedehnten Medium um die Quelle ausbilden würde, eine zusätzliche Komponente. Diese wird durch eine Senke geeigneter Stärke, die sog. Bildquelle, erzeugt, welche man sich an einem bestimmten Ort jenseits der Grenzfläche zu denken hat.

Wir erläutern das Verfahren an folgendem, für die Bestimmung der Bildquelle besonders einfachen Beispiel (s. Fig. **426**.1). Die Ebene $z = 0$ trenne das Diffusionsmedium ($z < 0$) vom Vakuum ($z > 0$); die Ebene $z = -z'$ wirke als Quellebene mit der Quell-

[1]) Weitere Beispiele vor allem bei Wallace, P. R., Nucleonics **4**, Nr. 2 (1949), 30 u. Nr. 3 (1949), 48.

stärke Q_{Pl}. Die Quellebenen-Flußdichte eines unendlich-ausgedehnten Mediums hatten wir in Gl. (143) berechnet zu

$$\Phi_{Pl} = \frac{Q_{Pl}}{2D\varkappa} e^{-\varkappa|z+z'|}.$$



426.1 Zur Erklärung der Bildquellenmethode

Für die Flußdichte im endlichen Diffusionsgebiet versuchen wir nun den Ansatz

$$\Phi_{Pl}(z) = \frac{Q_{Pl}}{2D\varkappa} [e^{-\varkappa|z+z'|} - c\, e^{-\varkappa|z+z''|}] \quad (z \leqq d). \tag{179}$$

Hierin bestimmen wir den Ort $z = z''$ bzw. die Stärke $c\,Q_{Pl}$ der Bildquellenebene aus der Randbedingung

$$\Phi_{Pl}(d) = \frac{Q_{Pl}}{2D\varkappa} [e^{-\varkappa(d+z')} - c\, e^{-\varkappa(z''-d)}] = 0, \tag{180}$$

welche wir mit $z'' - d = z' + d$, d. h. $z'' = z' + 2d$, und $c = 1$ befriedigen können. Somit erhalten wir für die gesuchte Flußdichte innerhalb der vom Diffusionsmedium eingenommenen Halbebene $z \leqq d$:

$$\Phi_{Pl}(z) = \frac{Q_{Pl}}{2D\varkappa} [e^{-\varkappa|z+z'|} - e^{-\varkappa|z-z'-2d|}]. \tag{181}$$

3.224 6 Reflexion von Neutronen — Albedo[1])

Als letztes Anwendungsbeispiel wollen wir untersuchen, welche Verhältnisse vorliegen, wenn das Quellmedium nicht an Vakuum, sondern an ein zweites, quellenfreies Diffusionsmedium mit anderen neutronenphysikalischen Eigenschaften angrenzt. Da ein Teil der dorthin eingestreuten Neutronen im Unterschied zum Vakuum in das Quellmedium zurückgestreut wird, kann man einen Reflexionskoeffizienten β einführen. Dieser wird auch Albedo genannt und als Verhältnis des Stromes der reflektierten Neutronen zum Strom der eingestreuten Neutronen definiert. Sofern das Quellmedium links und das Reflexionsmedium rechts von der gemeinsamen Grenzfläche liegen, ist daher

$$\beta = \frac{\mathfrak{J}_{\text{aus}}}{\mathfrak{J}_{\text{ein}}} = \frac{\mathfrak{J}_{z^-}}{\mathfrak{J}_{z^+}}. \tag{182}$$

Zur Berechnung der Albedo β bedienen wir uns folgender Beziehung für die Dichte eines nur in einer Richtung fließenden Neutronenstroms:

$$\mathfrak{J}_{z^\mp} = \frac{\Phi}{4} \pm \frac{D}{2}\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}z} = \frac{\Phi}{4} \mp \frac{\mathfrak{J}_z}{2}, \tag{183}$$

die in Abschn. 3.2239 bei Aufstellung der Vakuumrandbedingung [Gl. (129)] aus der Diffusionsnäherung [Gl. (94)] abgeleitet wurde und mit der sich

$$\beta = \frac{\dfrac{\Phi}{4} + \dfrac{D}{2}\dfrac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}z}}{\dfrac{\Phi}{4} - \dfrac{D}{2}\dfrac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}z}} = \frac{\dfrac{\Phi}{4} - \dfrac{\mathfrak{J}_z}{2}}{\dfrac{\Phi}{4} - \dfrac{\mathfrak{J}_z}{2}} = \frac{1 + 2D\dfrac{\mathrm{d}\ln\Phi}{\mathrm{d}z}}{1 - 2D\dfrac{\mathrm{d}\ln\Phi}{\mathrm{d}z}} \tag{184}$$

ergibt. Weil nach Gl. (124) und Gl. (125) sowohl die Flußdichte Φ als auch die Dichte $\mathfrak{J}_z$ des Nettostroms an der Grenzfläche stetig sein müssen, läßt sich β aus den Eigenschaften entweder des einen oder des anderen Mediums berechnen.

---

[1]) Hierzu s.: Amaldi, E., u. Fermi, E., Phys. Rev. **50** (1936), 899. — Bothe, W., Z. Phys. **118** (1941), 401; **119** (1942), 493; **120** (1942), 437. — Adler, F., MT-72 (1944). — Zusammenfassung bei Placzek, G., The Concept of Albedo in Elementary Diffusion Theory, in Goodman, C., The Science and Engineering of Nuclear Power, Bd. II, Kap. 7, S. 77 bis 88, Cambridge 1949.

Ist das reflektierende Medium als Halbebene ausgebildet, so ist Φ proportional $e^{-\varkappa z}$, d. h.

$$\beta_{\text{Halbebene}} = \frac{1 - 2\varkappa D}{1 + 2\varkappa D} \cong 1 - 4\varkappa D. \tag{185}$$

Umschließt dieses dagegen eine vom Quellmedium ausgefüllte Kugel vom Radius R, folgt aus dem $e^{-\varkappa r}/r$-Verlauf der Flußdichte

$$\beta_{\text{Kugel}} = \frac{1 - 2D\left(\varkappa + \frac{1}{R}\right)}{1 + 2D\left(\varkappa + \frac{1}{R}\right)} \cong 1 - 4D\left(\varkappa + \frac{1}{R}\right); \tag{186}$$

es ist also $\beta_{\text{Halbebene}} > \beta_{\text{Kugel}}$. Das liegt offenbar daran, daß es auf die Größe des Raumwinkels ankommt, der zur Rückstreuung ins Quellmedium zur Verfügung steht, nachdem die Neutronen bereits mehrere Streuweglängen in das reflektierende Medium hineindiffundiert sind. Außerdem werden um so mehr Neutronen zurückgestreut, je kleiner der Diffusionskoeffizient im Vergleich zur Diffusionslänge ist.

Die für die Albedo β erhaltene Formel [Gl. (184)] eignet sich als Verallgemeinerung der in Abschn. 3.223 9 behandelten Vakuumrandbedingung [Gl. (129) bzw. Gl. (131)], wenn eine so dünne reflektierende Zwischenschicht das Quellmedium vom Vakuum trennt, daß man die Diffusionstheorie nicht mehr auf diese anwenden darf. In diesem Falle ist der in das eigentliche Diffusionsmedium zurückfließende Neutronenstrom $\mathfrak{J}_z^-$ natürlich nicht null; vielmehr errechnet er sich aus

$$\mathfrak{J}_z^- = \beta\, \mathfrak{J}_z^+. \tag{187}$$

Setzt man nun in Gl. (184) die durch Gl. (129) definierte lineare Extrapolationslänge d ein und löst sodann nach d auf, ergibt sich auf Grund von Gl. (130):

$$d = 2D\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) = \frac{2}{3}\,\bar{\lambda}_{tr}\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) = d_{\text{Vak}}\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right). \tag{188}$$

Somit kann man die Wirkung der reflektierenden Zwischenschicht als Vergrößerung der linearen Vakuumextrapolationslänge d_{Vak} um den Faktor $(1 + \beta)/(1 - \beta)$ verstehen.

Zusammenfassende Literatur zur Diffusionstheorie: Außer den auf S. 404 genannten Arbeiten: Placzek, G., u. Volkoff, G. M., MT-4 (1943). — Wallace, P. R., u. LeCaine, J., MT-12 (1944) und Nucleonics **4**, Nr. 2 (1949), 30 u. Nr. 3 (1949), 48. — Case, K. M., de Hoffmann, F., u. Placzek, G., Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, I, Los Alamos 1953.

3.225 Neutronenmoderation — Energieverteilung der Neutronen

3.225 1 Stoßzahlverlauf bei nichtabsorbierenden Moderatoren

Weil in einem thermischen Reaktor die Neutronen durch Stöße mit den Moderatoratomen auf thermische Energie gebracht werden müssen, damit sie genügend Spaltungen zur Aufrechterhaltung der ablaufenden Kettenreaktion auslösen, bildet sich nicht nur eine räumliche, sondern auch eine Energieverteilung der Neutronen aus.

Um nun die von Ort und Energie abhängige Neutronendichte $n\,(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)$ angeben zu können, müssen wir daher auf die energieabhängige Boltzmann-Gleichung (30) zurückgreifen. Ihre Lösung bereitet jedoch viel größere Schwierigkeiten als die bisher behandelte Neutronentransportgleichung (37) für eine einzige Neutronengeschwindigkeit. Wir wollen uns diese Aufgabe erleichtern, indem wir zunächst berechnen, wie viele Stöße je Zeiteinheit Neutronen von der Lethargie u mit den Atomen eines unendlich ausgedehnten homogenen Mediums erleiden. Da in einem Reaktor Neutronen hoher Energie ständig durch Spaltungen nachgeliefert werden, dürfen wir uns auf die

sich alsbald ausbildende stationäre Energieverteilung beschränken. Außerdem nehmen wir fürs erste an, daß nur nichtabsorbierende Moderatoratome einer einzigen Masse A vorhanden sind.

Dann erhalten wir die Gesamtzahl $\Psi(u)$ [Gl. (38)] der bei der Neutronenlethargie u stattfindenden Stöße aus folgendem Sonderfall von Gl. (42):

$$\Psi(u) = \int_0^u \Psi(u') f_0(u-u')\,\mathrm{d}u' + Q\,\delta(u). \tag{189}$$

Wenn wir die Verteilungsfunktion $f_0(u-u')$ aus Gl. (57) einsetzen, müssen wir auch die untere Grenze des Streuintegrals abändern, da sich die Lethargie pro Stoß höchstens um $-\ln\bar{\alpha}$ [Gl. (58)] vermehrt:

$$\Psi(u) = \frac{1}{1-\bar{\alpha}} \int_{u+\ln\bar{\alpha}}^{u} \mathrm{e}^{-(u-u')}\,\Psi(u')\,\mathrm{d}u' + Q\,\delta(u). \tag{190}$$

Gl. (189) bzw. (190) stellt eine inhomogene Volterrasche Integralgleichung zweiter Art für die Gesamtstoßzahl dar, deren Lösung durch Anwendung der Laplace-Transformation gewonnen wird.

Für die Laplace-Transformierten führen wir folgende Bezeichnungen ein:

$$\Xi(\eta) = \mathcal{L}\{\Psi(u)\} = \int_0^\infty \mathrm{e}^{-\eta u}\,\Psi(u)\,\mathrm{d}u, \tag{191}$$

$$\begin{aligned} Y_0(\eta) &= \mathcal{L}\{f_0(u)\} = \int_0^\infty \mathrm{e}^{-\eta u} f_0(u)\,\mathrm{d}u \\ &= \frac{1}{1-\bar{\alpha}} \int_0^{-\ln\bar{\alpha}} \mathrm{e}^{-(\eta+1)u}\,\mathrm{d}u = \frac{1-\bar{\alpha}^{\eta+1}}{(1-\bar{\alpha})(1+\eta)}. \end{aligned} \tag{192}$$

Nun ist

$$\mathcal{L}\{\delta(u)\} = 1 \tag{193}$$

und auf Grund des Faltungssatzes

$$\mathcal{L}\left\{\int_0^u \Psi(u') f_0(u-u')\,\mathrm{d}u'\right\} = \Xi(\eta)\,Y_0(\eta). \tag{194}$$

Mithin berechnet sich die gesuchte Stoßdichte mit Hilfe des Residuensatzes aus

$$\Psi(u) = \frac{Q}{2\pi\mathrm{i}} \int_{\zeta-\mathrm{i}\infty}^{\zeta+\mathrm{i}\infty} \frac{\mathrm{e}^{\eta u}}{1-Y_0(\eta)}\,\mathrm{d}\eta \quad (\zeta \text{ reell}), \tag{195}$$

wobei alle Pole η_j des Integranden zur Linken des Integrationsweges liegen müssen. Wie man durch Auflösung der transzendenten Gleichung

$$1 - Y_0(\eta) = 1 - \frac{1-\bar{\alpha}^{1+\eta}}{(1-\bar{\alpha})(1+\eta)} = 0 \tag{196}$$

erkennt, ist $\eta_0 = 0$ unabhängig von A der einzige Pol mit nichtnegativem Realteil. Dies ist außerdem die einzige Lösung für H-Atome ($\bar{\alpha} = 0$). Alle anderen Pole für $A > 1$ sind sämtlich komplex. Der zur imaginären Achse nächstgelegene Pol $\eta_{1,2}$, auf den es neben $\eta_0 = 0$ noch zur Ermittlung des asymptotischen Verhaltens der Stoßzahl bei großen Lethargien ankommt, ist[1])

$$\eta_{1,2} = -1{,}55 \pm 3{,}37\,\mathrm{i} \qquad \text{für } A = 2$$

und

$$\eta_{1,2} = -0{,}52\,A \pm 1{,}87\,A\,\mathrm{i} \qquad \text{für } A \gg 1. \tag{197}$$

[1]) Marshak, R. E., MT-18 (1944).

Aus Gl. (195) spalten wir nunmehr den Quellterm $Q\,\delta(u)$ ab. Dann bleibt wegen Gl. (193) als Integrand

$$\frac{1}{H_0(\eta)} = \frac{1 - \bar{\alpha}^{1+\eta}}{(1 - \bar{\alpha})(1 + \eta) - (1 - \bar{\alpha}^{1+\eta})} \tag{198}$$

bis auf $\exp(\eta\, u)$ übrig.

Somit findet man für die gesuchte Stoßzahl folgende Funktion:

$$\Psi(u) = Q\,\delta(u) + Q \sum_j \left(\frac{\mathrm{d}H_0(\eta)}{\mathrm{d}\eta}\right)^{-1}_{\eta = \eta_j} \cdot \mathrm{e}^{\eta_j u} = Q\,\delta(u) + Q \sum_j \frac{(1 - \bar{\alpha}^{1+\eta_j})\,\mathrm{e}^{\eta_j u}}{(1 - \bar{\alpha}) + \bar{\alpha}^{1+\eta_j} \cdot \ln \bar{\alpha}}. \tag{199}$$

Ihr Grenzwert bei großen Lethargien, also kleinen Energien, ergibt sich, indem man $\eta_0 = 0$ im Summenglied einsetzt und Gl. (59) benutzt:

$$\Psi_{\mathrm{as.}}(u) = \frac{Q}{\xi} = \mathrm{const.} \tag{200}$$

Bei Wasserstoff gilt dies für alle Lethargien:

$$\Psi(u) = Q, \tag{201}$$

d. h. alle Neutronen, die von der Quelle je Zeiteinheit emittiert werden, erleiden im Mittel je einen Stoß je Zeit- und Lethargieeinheit.

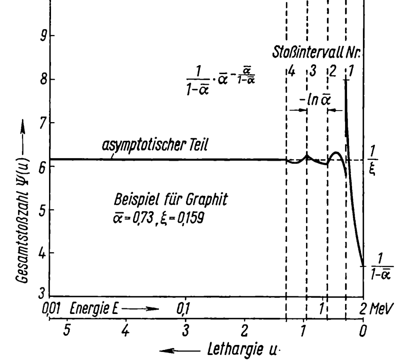
Um bei anderen Moderatoratomen den Verlauf der Stoßzahlfunktionen im allerersten Stoßintervall ($0 \leqq u \leqq -\ln \bar{\alpha}$) zu bestimmen, müssen wir bei Anwendung der Laplace-Transformation auf die Verteilungsfunktion $f_0(u)$ berücksichtigen, daß in diesem Falle bereits durch einen einzigen Stoß die Lethargie u erreicht werden kann. Demnach ist $f_0(u)$ für den gesamten Lethargiebereich von Null verschieden:

$$Y_0(\eta) = \frac{1}{1 - \bar{\alpha}} \int_0^{\infty} \mathrm{e}^{-(\eta + 1)u}\, \mathrm{d}u = \frac{1}{(1 - \bar{\alpha})(\eta + 1)}. \tag{202}$$

Nach Wiederholung des oben beschriebenen Rechenganges erhält man schließlich

$$\Psi(u) = \frac{Q}{1 - \bar{\alpha}}\, {}^{\frac{\bar{\alpha}}{1 - \bar{\alpha}} u} \qquad (0 < u \leqq -\ln \bar{\alpha}). \tag{203}$$

An der Grenze des ersten Stoßintervalls ist $\Psi(u)$ unstetig, was man physikalisch wie folgt erklären kann. Bis zur Lethargie $u = -\ln \bar{\alpha}$ leisten die nur einmal gestreuten Quellneutronen einen wesentlichen Beitrag zur Gesamtzahl der Stöße, der jedoch plötzlich entfällt, wenn $u = -\ln \bar{\alpha}$ um $\mathrm{d}u$ vergrößert wird, weil zur Einstreuung in das zweite Stoßintervall ($-\ln \bar{\alpha} < u \leqq -2 \ln \bar{\alpha}$) mindestens zwei Stöße notwendig sind. Andererseits sollte die Energieverteilung um so einheitlicher werden, je mehr Streuprozesse vorausgehen müssen, bis die Neutronen die Lethargie u annehmen. Dies wird durch Einsetzen von $\eta_0 = 0$ bzw. $\eta_{1,2}$ aus Gl. (197) in Gl. (199) in der Tat bestätigt. Nunmehr oszilliert die Stoßzahl einige Male um den asymptotischen Grenzwert Q/ξ (200), in den sie nach zwei weiteren Stoßintervallen vollständig übergeht. Fig. **429.1** zeigt den genauen Verlauf von $\Psi(u)$ bei Graphit.



429.1 Verlauf der Gesamtstoßzahl $\Psi(u)$ als Funktion der Lethargie bei Graphit

Wenn die Abbremsung der Neutronen in einem Gemisch von Moderatoratomen mit

verschiedenem Atomgewicht A_i erfolgt, müssen wir die Stoßzahlbilanz in folgender Weise verallgemeinern:

$$\Psi(u) = \sum_i \frac{1}{1-\bar{\alpha}_i} \int\limits_{u+\ln\bar{\alpha}_i}^{u} \frac{\Sigma_{si}(u')}{\Sigma_s(u')} \Psi(u')\, e^{-(u-u')}\, du'. \tag{204}$$

Hierin ist

$$c_i(u) = \frac{\Sigma_{si}(u)}{\Sigma_s(u)} \tag{205}$$

der Bruchteil aller je Zeit- und Lethargieeinheit stattfindenden Stöße, an denen nur Atome der i-ten Sorte beteiligt sind. Falls $c_i(u)$ konstant ist, führt die gleiche Rechnung wie oben zu einem Ergebnis für die asymptotische Stoßzahl, das völlig analog zu Gl. (200) ist:

$$\Psi_{\text{as.}}(u) = \frac{Q}{\sum\limits_i c_i \xi_i} = \frac{Q}{\bar{\xi}}, \tag{206}$$

wobei der mittlere logarithmische Energieverlust im Moderatorgemisch aus

$$\bar{\xi} = \frac{\sum\limits_i \Sigma_{si} \xi_i}{\Sigma_s} \tag{207}$$

berechnet wird.

3.225 2 Stoßzahlverlauf bei konstanter oder schwacher Absorption

Bisher hatten wir zur Ableitung der Neutronenenergieverteilung bzw. der Stoßzahlfunktion $\Psi(u)$ vorausgesetzt, daß während des Abbremsvorgangs keine Neutronen durch Absorption verlorengehen. Da diese Annahme in einem Reaktor, vor allem wegen des Resonanzeinfangs in Brennstoffatomen, keineswegs erfüllt ist, wollen wir jetzt untersuchen, wie sich insbesondere die asymptotische Stoßzahl $\Psi_{\text{as.}}(u)$ ändert, wenn die Absorption in der Neutronenbilanz berücksichtigt wird. Dann lautet unsere Ausgangsgleichung

$$\Psi(u) = \frac{1}{1-\bar{\alpha}} \int\limits_{u+\ln\bar{\alpha}}^{u} h(u')\, \Psi(u')\, e^{-(u-u')}\, du' + Q\,\delta(u). \tag{208}$$

Die Lösung dieser Volterraschen Integralgleichung wird im Vergleich zu Gl. (189) durch den zusätzlichen Faktor $h(u) = \Sigma_s(u)/\Sigma_T(u)$ wesentlich erschwert. Sie gelingt in Strenge

a) bei einem Gemisch von Wasserstoff ($\xi = 1$) und einem Absorber mit unendlich großem Atomgewicht ($\xi = 0$),

b) bei konstantem $h(u)$.

Sie gelingt näherungsweise, wenn

c) sich $h(u)$ nur wenig ändert,

d) der Absorptionsquerschnitt Σ_a dem $1/v$-Gesetz gehorcht und Σ_s konstant ist,

e) $h(u)$ über einen kleinen Lethargiebereich sehr stark variiert (Resonanzeinfang).

Zunächst wollen wir Fall a) behandeln, der in einem homogenen Reaktor mit Wasserstoff als Moderator realisiert ist, wenn angenommen wird, daß bei Stößen mit Urankernen kein Neutronenenergieverlust eintritt. Unter dieser Voraussetzung wird aus Gl. (208):

$$\Psi(u) = \int\limits_0^u \frac{\Sigma_{s1}(u')}{\Sigma_{s1}(u') + \Sigma_{a1}(u') + \Sigma_{a2}(u')} \Psi(u')\, e^{-(u-u')}\, du' + Q\,\delta(u), \tag{209}$$

worin sich Index 1 auf Wasserstoff und 2 auf Uran bezieht. Diese Gleichung differenzieren wir nun nach der Neutronenlethargie u; wenn wir den bei $u = 0$ auftretenden Quellterm weglassen, finden wir

$$\frac{d\Psi(u)}{du} = -[1 - h(u)]\,\Psi(u). \tag{210}$$

Als Lösung dieser Differentialgleichung, welche die Anfangsbedingung

$$\Psi(0) = Q \tag{211}$$

erfüllen muß, ergibt sich

$$\Psi(u) = Q \exp\left[-\int_0^u \frac{\Sigma_{a1}(u') + \Sigma_{a2}(u')}{\Sigma_{s1}(u') + \Sigma_{a1}(u') + \Sigma_{a2}(u')}\, du'\right]. \tag{212}$$

Wie zu erwarten ist, wird bei fehlendem Einfang ($\Sigma_{a1} = \Sigma_{a2} = 0$) die Stoßzahl mit Gl. (201) identisch.

Da normalerweise $\Sigma_{a1} \ll \Sigma_{a2}$ ist, gibt der Exponentialfaktor an, wie groß der Bruchteil derjenigen Neutronen ist, die ohne Einfang im Brennstoff die Lethargie u bzw. die Energie E durch Stöße mit H-Atomen erreichen. Somit hat dieser Faktor gerade die Bedeutung der in Abschnitt 3.213 eingeführten Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p [Gl. (22)] aus der kritischen Gleichung (25). Wir brauchen als Integrationsgrenzen nur die Neutronenausgangsenergie E_a und diejenige Energie E_b (bzw. Lethargie $u_b = \ln E_a/E_b$) zu wählen, bei der die aus Gl. (200) folgende asymptotische $1/E$-Verteilung der Flußdichte Φ in das Energiespektrum [Gl. (14) bzw. Gl. (16)] der thermischen Neutronen übergeht:

$$p = \exp\left[-\int_{E_b}^{E_a} \frac{\Sigma_{a2}(E')}{\Sigma_{s1}(E') + \Sigma_{a2}(E')}\, \frac{dE'}{E'}\right]. \tag{213}$$

Das hier beschriebene Verfahren zur Berechnung von p bewährt sich auch in den anderen oben aufgeführten Fällen, mit deren Behandlung wir nunmehr fortfahren wollen.

Wenn $h(u)$ konstant ist (Fall b)) und wenn die Absorberatome unendlich großes Atomgewicht haben, läßt sich Gl. (208) genauso wie Gl. (190) mittels Laplace-Transformation lösen. Nur lautet jetzt die zu Gl. (196) äquivalente Bestimmungsgleichung der Pole η_j

$$1 - Y(\eta) = 1 - h\,\frac{1 - \bar{\alpha}^{1+\eta}}{(1 - \bar{\alpha})\,(1 + \eta)} = 0. \tag{214}$$

Da $h < 1$, ist der Pol η_0, der das asymptotische Verhalten der Stoßzahl bestimmt, nunmehr negativ reell, d. h. $\eta_0 = -\nu_0$. Um ν_0 als Funktion der Wirkungsquerschnitte und der Moderatormasse anzugeben, formen wir (214) nach Placzek[1]) in folgender Weise um:

$$\frac{1}{h} = \frac{\bar{\alpha}^{1-\nu_0} - 1}{(1 - \bar{\alpha})\,(\nu_0 - 1)} = \frac{1}{1 - \bar{\alpha}} \int_{\bar{\alpha}}^{1} y^{-\nu_0}\, dy. \tag{215}$$

Wenn man für

$$y^{-\nu_0} = e^{-\nu_0 \ln y} = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-\nu_0 \ln y)^r}{r!} \tag{216}$$

einsetzt und integriert, findet man:

$$\frac{1}{h} = \sum_{r=0}^{\infty} b_r \nu_0^r. \tag{217}$$

1) Placzek, G., Phys. Rev. **69** (1946), 423.

Die Koeffizienten dieser Entwicklung sind durch

$$b_r = \frac{(-1)^r}{r!(1-\bar{\alpha})} \int\limits_{\bar{\alpha}}^{1} (\ln y)^r \, dy = \left[1 - \frac{\bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}} \sum_{t=1}^{r} \frac{\left(\ln \frac{1}{\bar{\alpha}}\right)^t}{t!}\right] \tag{218}$$

gegeben. Wie man sich durch Vergleich mit Gl. (59) überzeugt, ist $r!\, b_r$ gerade der Mittelwert der r-ten Potenz des logarithmischen Energieverlustes; insbesondere gilt

$$b_1 = \xi. \tag{219}$$

Schließlich brauchen wir nur noch die für

$$g = \frac{1-h}{h} = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s} = \sum_{r=1}^{\infty} b_r \nu_0^r \tag{220}$$

gewonnene Reihe zu invertieren, was mit Hilfe der Cauchyschen Integralformel gelingt:

$$\nu_0 = \frac{g}{b_1}\left\{1 - \frac{b_2}{b_1^2} g + \frac{2b_2^2 - b_3 b_1}{b_1^4} g^2 \cdots\right\}. \tag{221}$$

Dann erhalten wir nach Wiederholung des bei Ableitung von Gl. (200) benutzten Rechenganges für die asymptotische Stoßzahl

$$\Psi_{\text{as.}}(u) = Q \cdot h \cdot e^{-\nu_0 u} \cdot \frac{1-\bar{\alpha}^{1-\nu_0}}{1-\bar{\alpha}} \cdot \left[1 + \frac{(1-\nu_0)\bar{\alpha}^{1-\nu_0} \ln \bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}^{1-\nu_0}}\right]^{-1}. \tag{222}$$

Bei schwachem Einfang ($\Sigma_a \ll \Sigma_s$) vereinfacht sich dieses Ergebnis zu

$$\Psi_{\text{as.}}(u) = \frac{Q}{\xi} e^{-\Sigma_a u/\xi \Sigma_s}. \tag{223}$$

Obwohl das Wirkungsquerschnittsverhältnis $h(u)$ im allgemeinen keineswegs konstant ist, beansprucht die oben durchgeführte Rechnung besonderes Interesse als Vorbereitung für den folgenden wichtigen in c) enthaltenen Fall.

Erst von einem bestimmten Lethargiewert u_0 an sollen Neutronen von den homogen im Moderator verteilten Absorberatomen mit unendlich großem Atomgewicht eingefangen werden können, und zwar sei $\Sigma_a(u) \ll \Sigma_s(u)$ und nur wenig veränderlich mit u. Wenn der Neutroneneinfang erst nach mindestens drei Stoßintervallen einsetzt, also $u_0 > -3 \ln \bar{\alpha}$, muß die Stoßzahl $\Psi(u)$ der Randbedingung

$$\Psi(u) = \frac{Q}{\xi} \quad \text{für} \quad u \leq u_0 \tag{224}$$

genügen. Den tatsächlichen Verlauf von $h(u) < 1$ approximieren wir derart durch eine ab- und ansteigende Treppenfunktion, so daß in jedem gleich großen Lethargieintervall $\Delta u_l = u_l - u_{l-1}$ mit einem konstanten Wert für $h(u)$ gerechnet werden kann. Mit dieser Unterteilung ist es möglich, den hier vorliegenden Fall auf das zuvor behandelte Beispiel zurückzuführen, denn nunmehr ist auch $\nu_0 = \nu_0(l)$ innerhalb eines jeden Lethargieschrittes Δu_l unabhängig von u. Durch stückweisen Anschluß an den Randwert [Gl. (224)] ergibt sich auf Grund von Gl. (222)

$$\Psi_{\text{as.}}(u) = \frac{Q}{\xi} \exp\left[-\sum_{l=1}^{n} \nu_0(l)\, \Delta u_l\right] = \frac{Q}{\xi} \exp\left[-\Delta u \sum_{l=1}^{n} \nu_0(l)\right]. \tag{225}$$

Im Grenzübergang $\Delta u \to 0$ entsteht hieraus die folgende, gut brauchbare Näherungsformel für die gesuchte asymptotische Stoßzahl:

$$\Psi_{\text{as.}}(u) = \frac{Q}{\xi} \exp\left[-\int\limits_{u_0}^{u} \nu_0(u')\, du'\right], \tag{226}$$

nachdem $\nu_0(u)$ durch Einsetzen von $g(u)$ in Gl. (221) berechnet worden ist.

In Analogie zu Gl. (213) können wir eine Formel für p angeben, obwohl es in diesem

Zusammenhang natürlich nicht sinnvoll ist, p als Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit zu bezeichnen. Falls $\Sigma_a \ll \Sigma_s$, folgt aus Gl. (223)

$$p = \exp\left[-\int_{E_b}^{E_a} \frac{\Sigma_a(E')}{\xi\,\Sigma_s(E')}\,\frac{dE'}{E'}\right]. \tag{227}$$

Durch Berücksichtigung eines weiteren Gliedes von Gl. (221) kann man diese Näherung verbessern:

$$p = \exp\left[-\int_{E_b}^{E_a} \frac{\Sigma_a}{\xi\,\Sigma_s}\left(1 - \frac{\gamma}{\xi}\,\frac{\Sigma_a}{\Sigma_s}\right)\frac{dE'}{E'}\right] \tag{228}$$

mit der Abkürzung

$$\gamma = \frac{b_2}{b_1} = \frac{(1-\bar{\alpha}) + \bar{\alpha}\left[\ln\bar{\alpha} - \frac{(\ln\bar{\alpha})^2}{2}\right]}{(1-\bar{\alpha}) + \bar{\alpha}\ln\bar{\alpha}}. \tag{229}$$

Goertzel und Greuling[1]) gelangten auf einem anderen Wege [Taylor-Entwicklung von $\Psi(u')$ um $\Psi(u)$ und Umformung von Gl. (208) in eine Differentialgleichung] zu folgendem Ergebnis, das bis auf Potenzen von höherer Ordnung als $(\Sigma_a/\Sigma_s)^2$ mit Gl. (228) identisch ist:

$$p = \exp\left[-\int_{E_b}^{E_a} \frac{\Sigma_a}{\xi\,\Sigma_s + \gamma\,\Sigma_a}\,\frac{dE'}{E'}\right]. \tag{230}$$

3.225 3 Stoßzahlverlauf bei Resonanzeinfang in homogenen Medien

Da der Fall d) (Σ_a nach $1/v$-Gesetz; Σ_s konstant) als ein spezielles Beispiel für schwach veränderlichen Einfang behandelt werden kann[2]), wollen wir hierauf nicht näher eingehen und statt dessen ausführlicher untersuchen, wie sich die Stoßzahl bei Resonanzeinfang (Fall e)) ändert[3]). Wir wollen hierzu zunächst annehmen, daß nur in dem wenige Stoßintervalle breiten Lethargiebereich $u_0 < u < u_1$ das Wirkungsquerschnittsverhältnis $h(u) \ll 1$ ist, während überall sonst $h(u) = 1$ beträgt. Um die Stoßzahl innerhalb der Resonanzstelle zu berechnen, gehen wir von Gl. (208) aus. Wie man erkennt, sind in dieser Integralgleichung für $\Psi(u)$ unter der Voraussetzung, daß $u_0 > -3\ln\bar{\alpha}$ ist, als Randbedingungen sowohl Gl. (224) als auch $\Psi(u) \to \Psi(u_0) = Q/\xi$ für $h(u) \to 1$ enthalten. Solange die Neutronen noch nicht über das erste Stoßintervall des Resonanzgebietes hinausgekommen sind, d. h. solange $u + \ln\bar{\alpha} < u_0$ ist, können wir Gl. (208) durch Umformung in eine Differentialgleichung lösen. Durch Differentiation folgt zunächst

$$\begin{aligned}\frac{d\Psi(u)}{du} &= -\frac{1}{1-\bar{\alpha}}\int_{u+\ln\bar{\alpha}}^{u} h(u')\,e^{-(u-u')}\,\Psi(u')\,du' + \frac{h(u)\,\Psi(u)}{1-\bar{\alpha}} - \\ &\quad - \frac{\bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}}\,h(u+\ln\bar{\alpha})\,\Psi(u+\ln\bar{\alpha}) = \left[-1 + \frac{h(u)}{1-\bar{\alpha}}\right]\Psi(u) - \frac{\bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}}\,\frac{Q}{\xi}. \end{aligned} \tag{231}$$

---

[1]) unveröffentlicht; Ableitung bei Glasstone, S., u. Edlund, M. C., The Elements of Nuclear Reactor Theory, New York 1952, S. 168 bis 171.

[2]) Hierzu s.: Placzek, G., Phys. Rev. **69** (1946), 423. — Davison, B., u. Mandl, M. E., Proc. Phys. Soc. **A 67** (1954), 967.

[3]) s. auch Spinney, K. T., J. Nucl. Energy **6** (1957), 53.

Mithin ergibt sich für die Stoßzahl

$$\Psi(u) = \frac{Q}{\xi} e^{\chi(u)} \left[1 - \frac{\bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}} \int_{u_0}^{u} e^{-\chi(u')} du' \right] \tag{232}$$

mit der Abkürzung
$$\chi(u) = \frac{1}{1-\bar{\alpha}} \int_{u_0}^{u} h(u')\, du' - (u - u_0). \tag{233}$$

Aus Gl. (231) kann man durch sukzessive Integration die Stoßzahlfunktion in den nächsten Stoßintervallen ermitteln, indem man für $\Psi(u + \ln \bar{\alpha})$ jeweils denjenigen Wert einsetzt, der sich aus Gl. (232) errechnet.

Einige Stoßintervalle hinter dem Resonanzbereich wird $\Psi(u)$ erneut einem asymptotischen Grenzwert $\Psi_{\text{as.}}(u)$ zustreben, zu dessen Bestimmung der Stoßzahlverlauf unmittelbar nach der Resonanzstelle aber gar nicht bekannt zu sein braucht. Diese können wir nämlich als eine Neutronensenke auffassen, deren Stärke in der Zeiteinheit

$$\iiint \Sigma_a(u')\, v(u')\, n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u')\, dV\, d\Omega\, du' = \int_{u_0}^{u_1} [1 - h(u')]\, \Psi(u')\, du' \tag{234}$$

beträgt, wobei die Stoßzahl in der Resonanz selbst aus Gl. (232) und Gl. (233) zu entnehmen ist. Dann erhalten wir für die asymptotische Stoßzahl

$$\Psi_{\text{as.}}(u) = \frac{1}{\xi} \left[Q - \int_{u_0}^{u} [1 - h(u')]\, \Psi(u')\, du' \right] \tag{235}$$

und für die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit

$$p = 1 - \frac{1}{Q} \int_{u_0}^{u_1} [1 - h(u')]\, \Psi(u')\, du'. \tag{236}$$

Den Stoßzahlverlauf unmittelbar nach der betrachteten Resonanzstelle erhält man näherungsweise auf Grund derselben Überlegung, wenn man zu $\Psi(u_0)$ diejenige Lösung von Gl. (189) überlagert, die sich mit

$$Q = -\int_{u_0}^{u_1} [1 - h(u')]\, \Psi(u')\, du'$$

als Senkstärke ergibt. Im Abstand $\Delta u = -\ln \bar{\alpha}$ von der Resonanzstelle ist ein Minimum für $\Psi(u)$ zu erwarten (s. Fig. **429.1**), so daß eine zweite, bei $u = u_1 - \ln \bar{\alpha}$ folgende Resonanzlinie weniger Neutronen als eine isolierte Resonanzstelle absorbieren wird.

Eine gegenüber $-\ln \bar{\alpha}$ sehr schmale Resonanzzone stört den bereits ausgebildeten asymptotischen Verlauf von $\Psi(u)$ natürlich nicht. Somit sind wir berechtigt, in Gl. (236) für $\Psi(u') = Q/\xi$ einzusetzen, so daß nunmehr

$$p = 1 - \frac{1}{\xi} \int_{u_0}^{u_1} [1 - h(u')]\, du' = 1 - \frac{1}{\xi} \int_{\text{Resonanz}} \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a(E')} \frac{dE'}{E'}. \tag{237}$$

Schließlich wollen wir dieses Ergebnis für den Fall verallgemeinern, daß mehrere sehr schmale Resonanzen vorliegen, die jedoch alle um mindestens drei bis vier Stoßintervalle voneinander getrennt sind. Dann können wir die obige Überlegung für jede einzelne Resonanzstelle nacheinander wiederholen. Demnach ist die Wahrscheinlichkeit p für Vermeidung sämtlicher Resonanzen

$$p = \prod_l p_l = \prod_l \left[1 - \frac{1}{\xi} \int_{(l)} [1 - h(u')]\, du' \right]. \tag{238}$$

Um aus Gl. (238) eine handliche Formel abzuleiten, wird logarithmiert und die rechte Seite in eine Reihe entwickelt. Bis auf Glieder von höherer als erster Ordnung ergibt sich

$$\ln p = \sum_l \ln p_l \cong -\frac{1}{\xi} \sum_l \int_{(l)} [1 - h(u')]\, \mathrm{d}u'. \tag{239}$$

Da zwischen den Resonanzstellen $h(u) = 1$ sein soll, entsteht hieraus

$$p = \exp\left[-\frac{1}{\xi} \int_{E_b}^{E_a} \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a(E')} \frac{\mathrm{d}E'}{E'}\right]. \tag{240}$$

Alle für die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit abgeleiteten Formeln geben folgenden physikalischen Sachverhalt richtig wieder: Solange die Resonanzbreite kleiner als ein Stoßintervall ist und infolgedessen die Neutronen mit einem einzigen Stoß die Resonanzstelle passieren können, wird p selbst dann nicht null, wenn der Absorptionsquerschnitt Σ_a unendlich groß ist.

Zusammenfassende Literatur:

Placzek, G., Phys. Rev. **69** (1946), 423. — Marshak, R. E., Rev. Mod. Phys. **19** (1947), 189 bis 198. — Davison, B., Neutron Transport Theory, Oxford 1957, S. 329 bis 339.

3.226 Neutronenmoderation — Fermische Alterstheorie

3.226 1 Ableitung der eindimensionalen, stationären Altersgleichung für homogene, nichtabsorbierende Medien

Während wir uns bis jetzt auf die sich im Verlauf der Moderation einstellende Energieverteilung der Neutronen beschränkt haben, müssen wir nun aus der Transportgleichung eine allgemeine Theorie entwickeln, die auch die räumliche Verteilung der abgebremsten Neutronen zu untersuchen gestattet. Sofern die Neutronen von schweren Kernen moderiert werden, wird diese Aufgabe durch die sogenannte Fermische Alterstheorie in eleganter Weise unter gewissen noch näher zu diskutierenden Voraussetzungen gelöst. Wir leiten daher als nächstes die sog. Fermische Altersgleichung aus der Transportgleichung (35) für die Stoßzahl $\psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u, t)$ ab, wobei wir wie bei der Diffusionstheorie von der stationären Neutronen- bzw. Stoßzahlverteilung um eine homogene, ebene Quelle in einem unendlich ausgedehnten Medium ausgehen. Die Stoßzahl hängt jetzt nur von der Entfernung z zur Quellebene und vom Kosinus μ des Winkels zwischen der Neutronenflugrichtung $\vec{\Lambda}$ und der z-Achse als Quellebenennormale ab, so daß analog zu Gl. (62) gilt:

$$\psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u)\, \mathrm{d}\Omega = 2\pi\, \psi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u)\, \mathrm{d}\mu = \psi(z, \mu, u)\, \mathrm{d}\mu. \tag{241}$$

Für den Quellterm verwenden wir Gl. (63), während in der Verteilungsfunktion $f(\mu_0, u - u')$ [Gl. (56)] die Axialsymmetrie um die Flugrichtung $\vec{\Lambda'}$ vor dem Stoß bereits zum Ausdruck kommt. Multipliziert man nunmehr Gl. (35) mit $\mathrm{d}\Omega$ und integriert über den Azimutwinkel φ, so erhält man im stationären und absorptionsfreien Fall

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\Sigma_T(u)}\, \mu\, \frac{\partial \psi(z, \mu, u)}{\partial z} + \psi(z, \mu, u) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^u \mathrm{d}u' \int \mathrm{d}\Omega' \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\varphi\, \psi(z, \mu', u')\, f(\mu_0, u - u') + Q(z)\, \delta(u). \end{aligned} \tag{242}$$

Hieraus läßt sich die Fermische Altersgleichung ableiten, wenn man von folgenden Annahmen ausgeht:

a) In Analogie zur Diffusionstheorie darf die Winkelverteilung der an den Moderatoratomen elastisch gestreuten Neutronen im Laborsystem nur schwach anisotrop sein, wozu die drei in Abschn. 3.223 3 aufgezählten Bedingungen erfüllt sein müssen, nämlich mehrere Transportweglängen Abstand von Quellen und Grenzflächen sowie schwache Absorption. Folglich können wir eine zu Gl. (82) entsprechende Entwicklung der Stoßzahl nach Legendre-Polynomen aufstellen:

$$\psi(z,\mu,u) = \frac{1}{2}\left[\psi_0(z,u) + 3\mu\,\psi_1(z,u)\right], \tag{243}$$

wobei

$$\psi_l(z,u) = \int \psi(z,\mu,u)\,P_l(\mu)\,\mathrm{d}\mu. \tag{244}$$

Bevor wir aber die zweite, der Alterstheorie zugrunde liegende Annahme verstehen können, müssen wir aus Gl. (242) die sog. Momentengleichungen durch Multiplikation mit $P_0(\mu)$ bzw. $P_1(\mu)$ und Integration über μ bilden. Für die Umformung des Streuintegrals benutzen wir das Additionstheorem der Legendre-Polynome [Gl. (74)]; dann ergibt sich nach Einsetzen von Gl. (56):

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^u \mathrm{d}u' \int \mathrm{d}\Omega' \int \mathrm{d}\Omega\, P_l(\mu)\,\psi(z,\mu',u')\,f(\mu_0,u-u')$$

$$= \int_0^u \mathrm{d}u' \int \mathrm{d}\mu'\, P_l(\mu')\,\psi(z,\mu',u') \int \mathrm{d}\Omega_0\, P_l(\mu_0)\,w(u-u') = \int_0^u \mathrm{d}u'\,\psi_l(z,u')\,f_l(u-u'), \tag{245}$$

wobei

$$f_l(u-u') = \int \mathrm{d}\Omega\; P_l(\mu_0)\,f(\mu_0,u-u') = \int \mathrm{d}\Omega_0\; P_l(\mu_0)\,w(u-u') \tag{246}$$

die Verallgemeinerung von $f_0(u-u')$ [Gl. (57)] darstellt.

Somit lauten die gesuchten Momentengleichungen

$$\frac{1}{\Sigma_T(u)}\,\frac{\partial\psi_1}{\partial z} + \psi_0 = \int_0^u \mathrm{d}u'\,\psi_0(z,u')\,f_0(u-u') + Q(z)\,\delta(u), \tag{247}$$

$$\frac{1}{3\Sigma_T(u)}\,\frac{\partial\psi_0}{\partial z} + \psi_1 = \int_0^u \mathrm{d}u'\,\psi_1(z,u')\,f_1(u-u'). \tag{248}$$

Durch Bildung des ersten Moments von $\mu\,\partial\psi/\partial z$ wird in Gl. (248) außerdem das Glied $(2/3)\cdot(\partial\psi_2/\partial z)$ erzeugt, welches aber wie in Gl. (88) vernachlässigt werden darf, weil die Entwicklung (243) der Stoßzahl nach ψ_1 abbrechen soll.

b) Zu der oben beschriebenen, auch aus der Diffusionstheorie bekannten Annahme kommt in der Alterstheorie noch eine zweite hinzu. Die unter dem Streuintegral stehenden Stoßzahlfunktionen $\psi_0(z,u')$ bzw. $\psi_1(z,u')$ sollen nur schwach von u' abhängen, so daß in Gl. (247) bzw. Gl. (248) Taylor-Entwicklungen eingesetzt werden können:

$$\psi_0(z,u') = \psi_0(z,u) - (u-u')\,\frac{\partial\psi_0(z,u)}{\partial u} + \cdots, \tag{249}$$

$$\psi_1(z,u') = \psi_1(z,u) + \cdots. \tag{250}$$

Dies wird um so eher erlaubt sein, je kleiner das Stoßintervall ist und je schwächer in diesem die Streuweglänge mit der Energie variiert. Wenn wi raußerdem berücksichtigen, daß $f_0(u-u')$ im Stoßintervall auf 1 normiert ist und daß wegen Gl. (59) bzw. Gl. (61)

$$\int_{u+\ln\overline{\alpha}}^{u} \mathrm{d}u'\,(u-u')\,f_0(u-u') = \xi \tag{251}$$

und

$$\int_{u+\ln\overline{\alpha}}^{u} \mathrm{d}u'\,f_1(u-u') = \bar{\mu}_0 \tag{252}$$

ist, so erhalten wir aus Gl. (247) bzw. Gl. (248) für einen Lethargiewert $u > -\ln \bar{\alpha}$ folgende Gleichungen:

$$\frac{1}{\Sigma_T(u)} \frac{\partial \psi_1(z, u)}{\partial z} = -\xi \frac{\partial \psi_0(z, u)}{\partial u} + Q(z)\,\delta(u), \tag{253}$$

$$\psi_1(z, u) = -\frac{1}{3\Sigma_T(u)\,(1-\bar{\mu}_0)} \frac{\partial \psi_0(z, u)}{\partial z}. \tag{254}$$

Schließlich führen wir zwei neue Bezeichnungen ein, nämlich das Fermi-Alter

$$\bar{\tau}(u) = \int_0^u \frac{du'}{3\,[\Sigma_T(u')]^2\,(1-\bar{\mu}_0)\,\xi} \tag{255}$$

und die Bremsdichte

$$q(z, \bar{\tau}) = \xi\,\psi_0(z, u). \tag{256}$$

Wie in Abschn. 3.2264 begründet wird, ist $\bar{\tau}(u)$ gleich einem Sechstel des mittleren Quadrats desjenigen Weges, den ein von einer Punktquelle ausgehendes Neutron bis zur Erreichung der Lethargie u zurücklegt.

$q(z, \bar{\tau})$ gibt die Anzahl derjenigen Neutronen an, die in der Volum- und Zeiteinheit unter die Energie $E = E_a\,e^{-u}$ abgebremst werden, denn das mittlere Lethargiedekrement bei den ψ_0-Stößen je Volum- und Zeiteinheit beträgt gerade ξ. Durch Einsetzen von Gl. (254) in Gl. (253) ergibt sich die gesuchte Fermische Altersgleichung für die Bremsdichte:

$$\frac{\partial q(z, \bar{\tau})}{\partial \bar{\tau}} = \frac{\partial^2 q(z, \bar{\tau})}{\partial z^2} + Q(z)\,\delta(\bar{\tau})\,; \tag{257}$$

diese ist vom Typ der instationären Wärmeleitungsgleichung. Hierfür sind zahlreiche Lösungen bei verschiedenen Randbedingungen bekannt, die wir daher nur zu übernehmen brauchen. Wie man aus Gl. (255) erkennt, hat $\bar{\tau}$ die Dimension einer Fläche. Die demgegenüber befremdende Bezeichnung als Alter rührt davon her, daß in Gl. (257) $\bar{\tau}$ an die Stelle der Zeit der instationären Wärmeleitungsgleichung getreten ist. Welcher Zusammenhang zwischen $\bar{\tau}$ und der Moderationszeit t_{mod} besteht, wird bei Gl. (346) erklärt.

3.226 2 Lösung der Altersgleichung für eine isotrope Quellebene

Nur den Fall einer einzigen ebenen, homogenen Quelle bei $z = 0$ mit der Quelldichte Q_{Pl} Neutronen je Flächen- und Zeiteinheit wollen wir als Beispiel etwas ausführlicher behandeln, um das Lösungsverfahren zu erläutern. Mit Hilfe des Produktansatzes

$$q_{Pl} = Z(z)\,T(\bar{\tau}) \tag{258}$$

läßt sich die aus Gl. (257) erhaltene homogene Gleichung separieren:

$$\frac{1}{Z}\frac{d^2 Z}{dz^2} = \frac{1}{T}\frac{dT}{d\bar{\tau}}. \tag{259}$$

Jede Seite von Gl. (259) hängt nur noch von einer Variablen ab und kann daher gleich einer Konstanten $-\omega^2$ (ω reell) gesetzt werden, deren Vorzeichen aus dem physikalischen Tatbestand folgt, daß die Bremsdichte mit Vergrößerung des Fermi-Alters, also mit Verringerung der Energieschwelle, unter die die Neutronen abgebremst werden sollen, nur abnehmen kann. Mithin wird die Lösung des homogenen Teils von Gl. (257)

$$q_{Pl}(z, \bar{\tau}) = A\,e^{i\omega(z-\zeta) - \omega^2\bar{\tau}}. \tag{260}$$

Dieses Ergebnis formen wir jetzt derart in ein Fourier-Integral um, daß die Bremsdichte für $\bar{\tau} = 0$, also für die Quellenergie, mit der vorliegenden Quellverteilung übereinstimmt:

$$q_{Pl}(z, 0) = Q_{Pl}\,\delta(z). \tag{261}$$

Aus den bekannten Fourier-Integraldarstellungen einer im Unendlichen hinreichend stark verschwindenden Funktion

$$f(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\zeta\, f(\zeta)\, e^{i\omega(z-\zeta)} \tag{262}$$

und der Diracschen Delta-Funktion

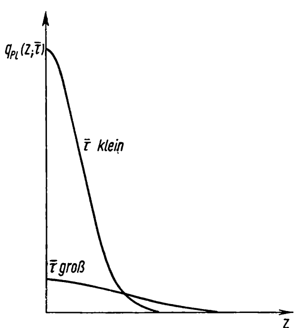
$$\delta(z-\zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega\, e^{i\omega(z-\zeta)} \tag{263}$$

folgt, daß sich die Forderung (261) befriedigen läßt mit

$$q_{Pl}(z,\overline{\tau}) = \frac{Q_{Pl}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\zeta\, \delta(\zeta)\, e^{i\omega(z-\zeta) - \omega^2\overline{\tau}}. \tag{264}$$

Nach Ergänzung des Exponenten zu einem vollständigen Quadrat:

$$i\omega(z-\zeta) - \omega^2\overline{\tau} = -\overline{\tau}\left[\omega - \frac{i(z-\zeta)}{2\overline{\tau}}\right]^2 - \frac{(z-\zeta)^2}{4\overline{\tau}} \tag{265}$$



438.1 Räumliche Bremsdichteverteilung um eine homogene Quellebene

und nach Integration über ω, was $\sqrt{\pi/\overline{\tau}}$ ergibt, findet man schließlich für die Bremsdichte der Neutronen, die eine ebene Quelle mit einheitlicher Energie verlassen (s. Fig. **438.1**):

$$q_{Pl}(z,\overline{\tau}) = \frac{Q_{Pl}}{\sqrt{4\pi\overline{\tau}}}\, e^{-\frac{z^2}{4\overline{\tau}}}. \tag{266}$$

3.226 3 Gültigkeitsbereich der Alterstheorie

Bevor wir die Ergebnisse weiterer Beispiele zu Gl. (257) und ihrer zwei- bzw. dreidimensionalen Verallgemeinerung zusammenstellen, wollen wir noch untersuchen, welche Annäherung an die physikalische Wirklichkeit die in Abschn. 3.2161 unter b) getroffenen Annahmen

$$1.\quad \psi_1 \ll \psi_0, \tag{267}$$

$$2.\quad -\ln\overline{\alpha}\left|\frac{\partial\psi_0}{\partial u}\right| \ll \psi_0, \tag{268}$$

$$3.\quad -\ln\overline{\alpha}\left|\frac{\partial\psi_1}{\partial u}\right| \ll \psi_1 \tag{269}$$

darstellen; hierzu brauchen wir Gl. (266).

Zu 1.

Wegen Gl. (254) folgt

$$\psi_1 = \frac{z}{2\overline{\tau}} \cdot \frac{1}{3\Sigma_T(1-\overline{\mu}_0)}\psi_0 = \frac{z\overline{\lambda}_{tr}}{6\overline{\tau}}\psi_0, \tag{270}$$

so daß aus der Ungleichung (267) eine Bedingung für denjenigen Abstand Quelle-Aufpunkt entsteht, bis zu dem die Alterstheorie gültig ist:

$$|z| \ll 6\,\Sigma_{T\,\min}(1-\overline{\mu}_0)\,\overline{\tau},$$

in vereinfachter Form:

$$|z| \ll \frac{\overline{\tau}}{\overline{\lambda}_{tr\,\max}}. \tag{271}$$

Bei größeren Abständen geht Gl. (266) in die gewöhnliche Exponentialfunktion über, wie in Abschn. 3.2268 gezeigt wird.

Zu 2.

Zunächst ersetzen wir die Breite $-\ln \bar{\alpha}$ eines Stoßintervalls durch $2\,\xi$; ferner ist

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial u} = \frac{\partial \psi_0}{\partial \bar{\tau}} \cdot \frac{\mathrm{d}\bar{\tau}}{\mathrm{d}u} = -\frac{1}{2\,\bar{\tau}}\left(1 - \frac{z^2}{2\,\bar{\tau}}\right) \cdot \frac{\psi_0}{3\,\xi\,\Sigma_T{}^2 (1 - \bar{\mu}_0)}. \tag{272}$$

Somit ergibt sich aus der Ungleichung (268)

$$\left(1 - \frac{z^2}{2\,\bar{\tau}}\right) \cdot \frac{\bar{\lambda}_T{}^2 \max}{3\,(1 - \bar{\mu}_0)} \ll \bar{\tau}(u); \tag{273}$$

das muß aber auch bei kleinen Abständen von der Quelle gelten, so daß sich die Ungleichung (273) vereinfacht zu

$$\frac{\bar{\lambda}_{T\,\max} \cdot \bar{\lambda}_{tr\,\max}}{3} \ll \bar{\tau}(u). \tag{274}$$

Wegen der physikalischen Bedeutung von $\bar{\tau}$ beinhaltet diese Forderung, daß bei Gültigkeit der Alterstheorie jedes Neutron während des Abbremsvorganges sehr viele Stöße erleidet oder, anders ausgedrückt, daß die Energieverminderung nahezu kontinuierlich erfolgt. In Abschnitt 3.226 8 wird darauf eingegangen, welche Abweichungen von der Alterstheorie bei diskontinuierlichem Energieverlust, vor allem bei Stößen mit H-Atomen, auftreten.

Zu 3.

Aus Gl. (270) und Gl. (272) folgt:

$$\left|\frac{\partial \psi_1}{\partial u}\right| = \frac{z\,\psi_0}{6\,\bar{\tau}}\left|\frac{\mathrm{d}\bar{\lambda}_{tr}}{\mathrm{d}u}\right| + \frac{z\,\bar{\lambda}_{tr}}{6}\left|\frac{\partial}{\partial \bar{\tau}}\left(\frac{\psi_0}{\bar{\tau}}\right)\right|\frac{\mathrm{d}\bar{\tau}}{\mathrm{d}u} = \psi_1\left[\frac{1}{\bar{\lambda}_{tr}}\left|\frac{\mathrm{d}\bar{\lambda}_{tr}}{\mathrm{d}u}\right| + \frac{\bar{\lambda}_T\,\bar{\lambda}_{tr}}{2\,\xi\,\bar{\tau}}\left(1 - \frac{z^2}{3\bar{\tau}}\right)\right]. \tag{275}$$

Mit der Annahme, daß die Ungleichung (274) bereits erfüllt ist, reduziert sich die Ungleichung (269) zu folgender Bedingung:

$$-\frac{\ln \bar{\alpha}}{\bar{\lambda}_{tr}}\left|\frac{\mathrm{d}\bar{\lambda}_{tr}}{\mathrm{d}u}\right| = -\frac{\ln \bar{\alpha}}{\bar{\lambda}_T}\left|\frac{\mathrm{d}\bar{\lambda}_T}{\mathrm{d}u}\right| \ll 1; \tag{276}$$

diese besagt, daß die relative Änderung der freien Weglänge mit der Lethargie im Stoßintervall klein gegen 1 sein muß, damit die Alterstheorie zur Berechnung der Neutronenverteilung als Funktion des Ortes und der Energie angewendet werden darf.

3.226 4 Lösung der Altersgleichung für isotrope Punktquelle — Faltungsintegraldarstellung

Die dreidimensionale Verallgemeinerung von Gl. (257) ist offenbar

$$\frac{\partial q(\mathfrak{r}, \bar{\tau})}{\partial \bar{\tau}} = \Delta\, q(\mathfrak{r}, \bar{\tau}) + Q(\mathfrak{r}')\,\delta(\bar{\tau}). \tag{277}$$

Diese Gleichung lösen wir für verschiedene Quellverteilungen in einem unendlich ausgedehnten Medium, wozu wir uns der aus Abschn. 3.224 2 bekannten Faltungsintegralmethode bedienen. Zunächst berechnen wir die Bremsdichte q_{Pt} um eine Punktquelle der Stärke Q_{Pt} am Ort $\mathfrak{r}'$. Da es sich dabei um dasselbe Problem handelt wie bei Ableitung der Flußdichteverteilung $\Phi_{Pt}(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|)$ [Gl. (144)] aus $\Phi_{Pl}(|z - z'|)$ [Gl. (103) bzw. Gl. (143)], besteht eine analoge Beziehung zwischen q_{Pt} und q_{Pl}:

$$q_{Pt}(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}) = -\frac{Q_{Pt}}{Q_{Pl}} \cdot \frac{1}{2\pi\,|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|}\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\,q_{Pl}(z, \bar{\tau})\big|_{z = |\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|}. \tag{278}$$

Somit ergibt sich:

$$q_{Pt}(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}) = \frac{Q_{Pt}}{(4\pi\,\bar{\tau})^{3/2}}\,\mathrm{e}^{-\frac{|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|^2}{4\bar{\tau}}}. \tag{279}$$

Dieses Ergebnis bestätigt man durch Wiederholung des bei Ableitung von Gl. (266) verwendeten Verfahrens, indem man in Gl. (277) mit folgendem Produktansatz eingeht:

$$q_{Pt} = X(x)\;Y(y)\;Z(z)\;T(\bar{\tau}). \tag{280}$$

Die Umkehrung zu Gl. (278), nämlich

$$q_{Pl}(|z - z'|, \bar{\tau}) = \frac{Q_{Pl}}{Q_{Pt}} \cdot 2\pi \int\limits_{|z-z'|}^{\infty} q_{Pt}(R)\,\mathrm{d}R\,, \tag{281}$$

läßt sich für beliebige Quellverteilungen $Q(\mathfrak{r}')$ verallgemeinern:

$$q(\mathfrak{r}, \bar{\tau}) = \int q_{Pt}(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau})\,\frac{Q(\mathfrak{r}')}{Q_{Pt}}\,\mathrm{d}V'. \tag{282}$$

Der Kern q_{Pt} dieses Faltungsintegrals stellt in Analogie zu Gl. (147) die Greensche Funktion der zu lösenden inhomogenen partiellen Differentialgleichung (277) dar und wird als G a u ß s c h e r M o d e r a t i o n s k e r n bezeichnet.

Mit Hilfe von Gl. (279) können wir die Begründung für die in Abschn. 3.2261 vorweggenommene physikalische Bedeutung des Fermi-Alters nachtragen. In Analogie zu Gl. (149) beträgt die Anzahl der Neutronen, die in der Zeiteinheit innerhalb einer Kugelschale mit einer Punktquelle als Mittelpunkt und dem Radius r und der Dicke $\mathrm{d}r$ bis zu der dem „Alter" $\bar{\tau}$ entsprechenden Energie E moderiert werden,

$$q_{Pt}\,[r, \bar{\tau}(E)]\; 4\,\pi\, r^2\, \mathrm{d}r.$$

Dann findet man für den Mittelwert des Quadrats des von der Punktquelle aus zurückgelegten Weges

$$\overline{r^2} = \frac{\int\limits_0^{\infty} q_{Pt}(r, \bar{\tau})\, r^2\, \mathrm{d}V}{\int\limits_0^{\infty} q_{Pt}(r, \bar{\tau})\, \mathrm{d}V} = \frac{\int\limits_0^{\infty} r^2\, \mathrm{e}^{-\frac{r^2}{4\bar{\tau}}}\, r^2\, \mathrm{d}r}{\int\limits_0^{\infty} \mathrm{e}^{-\frac{r^2}{4\bar{\tau}}}\, r^2\, \mathrm{d}r} = 6\,\bar{\tau}. \tag{283}$$

3.226 5 Lösung der Altersgleichung für eine isotrope Linienquelle und Kugelquelle

Gl. (282) benutzen wir nun zur Ableitung der Bremsdichte q_L um eine Linienquelle, die Q_L Neutronen je Längen- und Zeiteinheit emittiert. Unter Verwendung der für die hier vorliegende Quellverteilung erhaltenen Formel (160) folgt aus Gl. (282), wenn r der kürzeste Abstand des Aufpunktes von der Quelle ist:

$$q_L(r, \bar{\tau}) = \frac{Q_L}{2\pi} \cdot \frac{1}{(4\pi\bar{\tau})^{3/2}} \times$$

$$\times \frac{1}{2} \int\limits_{r'=0}^{\infty} \int\limits_{z'=-\infty}^{+\infty} \int\limits_{\varphi'=0}^{2\pi} \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2 - 2\,r\,r'\cos(\varphi - \varphi') + (z - z')^2}{4\bar{\tau}}\right] \delta(r')\, \mathrm{d}r'\, \mathrm{d}z'\, \mathrm{d}\varphi'$$

$$= \frac{Q_L}{(4\pi\bar{\tau})^{3/2}} \int\limits_{z'=-\infty}^{z'=+\infty} \mathrm{e}^{-\frac{r^2 + (z - z')^2}{4\bar{\tau}}}\, \mathrm{d}z' = \frac{Q_L}{4\pi\bar{\tau}}\, \mathrm{e}^{-\frac{r^2}{4\bar{\tau}}}. \tag{284}$$

Ersetzt man $\delta(r')$ durch $\delta(r' - r_0)$, so läßt sich dieses Ergebnis verallgemeinern für eine homogene kreiszylindrische Quellverteilung vom Radius r_0 um die ursprüngliche Linienquelle als Achse:

$$q_L(r, \bar{\tau}) = \frac{Q_L}{4\pi\bar{\tau}}\, \mathrm{e}^{-\frac{r^2 + r_0^2}{4\bar{\tau}}}\, I_0\left(\frac{r\, r_0}{2\bar{\tau}}\right). \tag{285}$$

In ähnlicher Weise berechnet man aus Gl. (282) die Bremsdichte um eine als Kugeloberfläche vom Radius r_0 ausgebildete homogene Quellverteilung, indem man für

$$Q(\mathfrak{r}') = \frac{\delta(r' - r_0)}{4\pi\, r'^2} \tag{286}$$

und für den Abstand Aufpunkt-Quellpunkt

$$R^2 = r^2 + r'^2 - 2\,rr' \cos\varphi' \tag{287}$$

einsetzt:

$$q_{Pt} = \frac{Q_{Pt}}{8\pi r r_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi \bar{\tau}}} \left[e^{-\frac{(r-r_0)^2}{4\bar{\tau}}} - e^{-\frac{(r+r_0)^2}{4\bar{\tau}}} \right]. \tag{288}$$

3.226 6 Vakuum-Randbedingung der Alterstheorie

Als nächste Aufgabe wollen wir die Fermische Alterstheorie auf endlich ausgedehnte moderierende Medien anwenden. Als Beispiel untersuchten wir ein an Vakuum grenzendes Medium, welches den Halbraum $z > 0$ einnimmt und in dem sich bei $z = z'$ eine zum Rand $z = 0$ parallele Quellebene einheitlicher Quellstärke Q_{Pl} befindet. Die Lösungen der Altersgleichung (257) seien q_{I} für $z < z'$ und q_{II} für $z > z'$. Dann bestehen folgende Randbedingungen für q_{I} und q_{II}:

a) $$q_{\text{II}}(z, \bar{\tau}) \to 0 \quad \text{für} \quad z \to \infty \quad \text{und alle } \bar{\tau}; \tag{289}$$

b) $$q_{\text{I}}(z', \bar{\tau}) = q_{\text{II}}(z', \bar{\tau}) \quad \text{für alle } \bar{\tau}; \tag{290}$$

c) $$\left(\frac{\partial q_{\text{I}}}{\partial z} - \frac{\partial q_{\text{II}}}{\partial z} \right) \bigg|_{z=z'} = Q_{Pl}\, \delta(\bar{\tau}); \tag{291}$$

d) $$q_{\text{I}}(0, \bar{\tau}) - \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\Sigma_T(u)\,(1-\bar{\mu}_0)} \frac{\partial q_{\text{I}}}{\partial z} \bigg|_{z=0} = 0 \text{ für alle } \bar{\tau}. \tag{292}$$

a) und b) folgen aus den in Abschn. 3.223 8 angegebenen Forderungen für die Neutronenflußdichte. c) ist die zu Gl. (101) analoge Quellbedingung, die sich ergibt, wenn man Gl. (257) zwischen $z' - \varepsilon < z < z' + \varepsilon$ integriert und danach $\varepsilon \to 0$ streben läßt. d) entspricht der Vakuum-Randbedingung [Gl. (128)] der Diffusionstheorie, wonach kein Neutronenstrom aus dem Vakuum in das Medium zurückfließt und wofür die Alterstheorie wegen Gl. (243) und Gl. (254) gerade Gl. (292) liefert. Die zu lösende Aufgabe läuft also wie in der Diffusionstheorie darauf hinaus, den Extrapolationsabstand d von der Grenzebene zu bestimmen, bei welchem die Bremsdichte im Vakuum verschwindet.

Dazu wird die Laplace-Transformation auf Gl. (257) und Gl. (289) bis Gl. (292) ausgeübt und außerdem hinsichtlich der Lethargieabhängigkeit der Transportweglänge vorausgesetzt, daß die Störungsrechnung angewendet werden darf:

$$\bar{\lambda}_{tr} = \frac{1}{\Sigma_T(u)} \cdot \frac{1}{1-\bar{\mu}_0} = \bar{\lambda}_{tr\,0} + \Delta(u) \text{ mit } \Delta(u) \to 0 \text{ für } u \to \infty. \tag{293}$$

Dann erhält man mit

$$K(z, t) = \mathcal{L}\{q(z, \bar{\tau})\} = \int_0^\infty q(z, \bar{\tau})\, e^{-t\bar{\tau}}\, d\bar{\tau} \tag{294}$$

für die Ausgangsgleichungen in nullter Ordnung:

$$\frac{d^2 K}{dz^2} - t K = -Q_{Pl}\, \delta(z - z'), \tag{295}$$

a) $K_{\text{II}}(z, t) \to 0$ für $z \to \infty$, (296) b) $K_{\text{I}}(z', t) = K_{\text{II}}(z', t)$, (297)

c) $\left(\frac{\partial K_{\text{I}}}{\partial z} - \frac{\partial K_{\text{II}}}{\partial z} \right) \Big|_{z=z'} = Q_{Pl}$, (298) d) $K_{\text{I}}(0, t) - \frac{2}{3} \bar{\lambda}_{tr\,0} \frac{\partial K_{\text{I}}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0$. (299)

Die Lösungen hiervon sind

$$K_{\mathrm{I}}(z,t) = \frac{Q_{Pl}}{2\sqrt{t}}\,\mathrm{e}^{-\sqrt{t}\,(z'-z)} - \frac{Q_{Pl}}{2\sqrt{t}}\cdot\frac{1-\frac{2}{3}\bar{\lambda}_{tr0}\sqrt{t}}{1+\frac{2}{3}\bar{\lambda}_{tr0}\sqrt{t}}\,\mathrm{e}^{-\sqrt{t}\,(z'+z)} \quad (z' \leqq z), \tag{300}$$

und
$$K_{\mathrm{II}}(z,t) = \frac{Q_{Pl}}{2\sqrt{t}}\,\mathrm{e}^{-\sqrt{t}\,(z-z')} - \frac{Q_{Pl}}{2\sqrt{t}}\cdot\frac{1-\frac{2}{3}\bar{\lambda}_{tr0}\sqrt{t}}{1+\frac{2}{3}\bar{\lambda}_{tr0}\sqrt{t}}\,\mathrm{e}^{-\sqrt{t}\,(z'+z)} \quad (z' \geqq z). \tag{301}$$

Hieraus ergibt sich mit Hilfe von

$$\mathcal{L}^{-1}\left\{\frac{1}{\sqrt{t}}K(z,\sqrt{t})\right\} = \frac{1}{\sqrt{\pi\bar{\tau}}}\int\limits_0^\infty \mathrm{e}^{-\frac{s^2}{4\bar{\tau}}}\,q(z,s)\,\mathrm{d}s \tag{302}$$

das zur Berechnung von d benötigte $q_{\mathrm{II}}(z,\bar{\tau})$:

$$q_{\mathrm{II}}(z,\bar{\tau}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\bar{\tau}}}\left\{\mathrm{e}^{-\frac{(z-z')^2}{4\bar{\tau}}} + \mathrm{e}^{-\frac{(z+z')^2}{4\bar{\tau}}} - \right.$$
$$\left. - \frac{3\sqrt{\pi\bar{\tau}}}{\bar{\lambda}_{tr0}}\exp\left(\frac{9\bar{\tau}}{4\bar{\lambda}_{tr0}^2} + \frac{3}{2\bar{\lambda}_{tr0}}(z+z')\right)\operatorname{erfc}\left(\frac{3\sqrt{\bar{\tau}}}{2\bar{\lambda}_{tr0}} + \frac{(z+z')}{2\sqrt{\bar{\tau}}}\right)\right\}; \tag{303}$$

denn es soll $\quad q_{\mathrm{II}}(-d,\bar{\tau}) = 0 \quad$ sein. (304)

Die in Gl. (303) auftretende komplementäre Fehlerfunktion, die durch

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_x^\infty \mathrm{e}^{-s^2}\,\mathrm{d}s \tag{305}$$

definiert ist, können wir durch das erste Glied einer für große Argumente gut konvergierenden Reihe ersetzen, nämlich

$$\operatorname{erfc}(x) \cong \frac{1}{\sqrt{\pi}}\,\mathrm{e}^{-x^2}\cdot\frac{1}{x}. \tag{306}$$

Die Berechtigung hierzu folgt aus der in Abschnitt 3.226 3 abgeleiteten Bedingung [Gl. (274)], daß bei Gültigkeit der Alterstheorie $\bar{\lambda}_{tr0} \ll \sqrt{\bar{\tau}}$ ist. Gl. (304) reduziert sich nunmehr auf

$$\mathrm{e}^{-\frac{z'd}{\bar{\tau}}} - 1 + \frac{2}{3}\,\frac{\bar{\lambda}_{tr0}}{\bar{\tau}}\,(z'-d) = 0. \tag{307}$$

Beachtet man, daß nach Gl. (271) $(z'+d) \ll \sqrt{\bar{\tau}}$ ist, so erhält man für die gesuchte Extrapolationslänge

$$d = \frac{2}{3}\,\bar{\lambda}_{tr0}; \tag{308}$$

eine verbesserte Näherungslösung von Gl. (304) ist $d = 0{,}70\,\bar{\lambda}_{tr0}$.

Der Zahlenfaktor ändert sich höchstens um einige Prozent, wenn im Rahmen einer langwierigen Störungsrechnung erster Ordnung die Energieabhängigkeit der Transportweglänge mit dem Glied $\Delta(u)$ von Gl. (293) berücksichtigt wird.

Es gilt somit für eine ebene Grenzfläche zwischen Vakuum und einem absorptionsfreien moderierenden Medium:

$$d = 0{,}70\cdot\bar{\lambda}_{tr}. \tag{309}$$

In Analogie zur Diffusionstheorie ist außerdem zu erwarten, daß die Extrapolationslänge auch noch eine Funktion der Genzflächenkrümmung bzw. des Absorptionsquerschnitts des Mediums sein wird.

3.226 7 Beispiele für Lösungen der Altersgleichung in endlichen Medien

Hieran anschließend wollen wir die Lösungen der Altersgleichung für die wichtigsten Fälle von endlich ausgedehnten moderierenden Medien zusammenstellen:

a) Vollkugel, Radius R, Punktquelle Q_{Pt} im Mittelpunkt:

$$q(r, \bar{\tau}) = \frac{Q_{Pt}}{2r(R+d)^2} \sum_{m=1}^{\infty} m \sin\left(\frac{m \pi r}{R+d}\right) e^{-\frac{m^2 \pi^2 \bar{\tau}}{(R+d)^2}}; \tag{310}$$

b) unendlich ausgedehnte Platte, Dicke H, zwischen $-H/2 \leqq z \leqq +H/2$ gelegen, Quellebene Q_{Pl} bei $z = 0$:

$$q(z, \bar{\tau}) = \frac{2Q_{Pl}}{(H+2d)} \sum_{m=1}^{\infty} \cos\left(\frac{(2m-1)\pi z}{H+2d}\right) e^{-\frac{(2m-1)^2 \pi^2 \bar{\tau}}{(H+2d)^2}}; \tag{311}$$

c) unendlich langer Kreiszylinder, Radius R, Linienquelle Q_L als Achse:

$$q(r, \bar{\tau}) = \frac{Q_L}{\pi (R+d)^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_0(\beta_m r)}{J_1^2[\beta_m(R+d)]} e^{-\beta_m^2 \bar{\tau}}, \tag{312}$$

wobei die β_m als Lösungen der transzendenten Gleichung $J_0[\beta(R+d)] = 0$ erhalten werden.

Zur Ableitung dieser Formeln[1]) wird die Bremsdichte q als Summe zweier Funktionen q_∞ und q' mit folgenden Eigenschaften angesetzt: q_∞ ist die Lösung von Gl. (277) für das unendlich ausgedehnte Medium und geht für $\bar{\tau} \to 0$ in die vorhandene Quellverteilung über; q' verschwindet für $\bar{\tau} = 0$ und ist so eingerichtet, daß q die den Gl. (289) bis (292) entsprechenden Randbedingungen erfüllt. q' ergibt sich durch Anwendung der Laplace-Transformation in ähnlicher Weise wie Gl. (303).

3.226 8 Erweiterung des Gültigkeitsbereichs der Alterstheorie

Zum Abschluß der Behandlung der Fermischen Alterstheorie wollen wir noch diskutieren, wie sich deren Gültigkeitsbereich erweitern läßt bzw. was sich ändert, wenn a) der Brennstoff bzw. der Moderator Neutronen absorbiert oder b) bei der Abbremsung Wasserstoffatome beteiligt sind oder c) der Abstand von der Quelle größer als $\bar{\tau}/\bar{\lambda}_{tr\,\max}$ geworden ist.

Im Falle von Absorption tritt $h(u')$ als zusätzlicher Faktor im Integranden des Streuintegrals von Gl. (242) und damit auch von Gl. (247) bzw. Gl. (248) auf. Außer den Annahmen [Gl. (271), Gl. (274) und Gl. (276)], die zu den Taylor-Entwicklungen Gl. (249) bzw. Gl. (250) für $\psi_0(z, u')$ bzw. $\psi_1(z, u')$ um die Lethargie u führten, wollen wir noch voraussetzen, daß sich innerhalb eines Stoßintervalls $h(u')$ nur sehr geringfügig ändert (s. Abschn. 3.225 2, Fall c)), so daß die zu Gl. (250) analoge Entwicklung

$$h(u') = h(u) + \cdots \tag{313}$$

eine gute Näherung darstellt.

Dann erhält man statt Gl. (253) und Gl. (254) folgende Momentengleichungen:

$$\frac{1}{\Sigma_T} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} + \psi_0[1 - h(u)] = -\xi h(u) \frac{\partial \psi_0}{\partial u} + Q(z)\,\delta(u), \tag{314}$$

$$\psi_1 = -\frac{1}{3\Sigma_T[1 - \bar{\mu}_0 h(u)]} \frac{\partial \psi_0}{\partial u} = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}(u)} \frac{\partial \psi_0}{\partial u}, \tag{315}$$

---

[1]) Ableitung und weitere Beispiele: Carslaw, H. S., u. Jaeger, J. C., Conduction of Heat in Solids, Oxford 1947. — Wallace, P. R., Nucleonics 4, Nr. 2 (1949), 30 u. Nr. 3 (1949), 48.

wenn man die strenge Definition [Gl. (93)] des Transportquerschnitts Σ_{tr} berücksichtigt. Wird für das Fermi-Alter statt Gl. (255) die Definition

$$\bar{\tau}(u) = \int\limits_0^u \frac{du'}{3\xi[\Sigma_T(u')]^2 [1 - \bar{\mu}_0 h(u')] h(u')} = \int\limits_0^u \frac{du'}{3\xi \Sigma_s(u') \Sigma_{tr}(u')} \tag{316}$$

verwendet, so ergibt sich durch Einsetzen von Gl. (315) in Gl. (316) folgende modifizierte Form der Altersgleichung:

$$\frac{\partial q}{\partial \bar{\tau}} = \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} - \left(\frac{\Sigma_a(u)}{\xi \Sigma_s(u)} \frac{du}{d\bar{\tau}}\right) \cdot q + \frac{Q(z)\,\delta(\bar{\tau})}{h(u)}. \tag{317}$$

Da bei den in Frage kommenden hohen Quellenergien noch keine Neutronenabsorption stattfindet, können wir den Faktor $[h(u)]^{-1}$ des Quellterms durch 1 ersetzen. Gl. (317) läßt sich mit Hilfe des Ansatzes

$$q(z, \bar{\tau}) = q_0(z, \bar{\tau}) \exp\left[-\int\limits_0^u \frac{\Sigma_a(u')}{\xi \Sigma_s(u')} du'\right] \tag{318}$$

auf den absorptionsfreien Fall reduzieren, weil q_0 Gl. (257) genügt, wie man durch Einsetzen von Gl. (318) in Gl. (317) bestätigt. Der Exponentialfaktor von q_0 ist aber gerade die für den hier vorliegenden Fall in Abschn. 3.225 2 berechnete Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit $p(u)$ [Gl. (227)]. Deshalb ist zu erwarten, daß mit dem allgemeinen Ansatz

$$q(z, \bar{\tau}) = q_0(z, \bar{\tau})\, p(u) \tag{319}$$

auch für die anderen in Abschn. 3.225 2 aufgeführten Fälle eine gute Näherungslösung von Gl. (317) gewonnen wird.

Wenn der Moderator aus Wasserstoffatomen besteht, versagt die Fermische Alterstheorie, weil die Voraussetzung nahezu kontinuierlichen Energieverlustes und nur schwach energieabhängiger Streuweglänge bei den ersten Stößen nicht mehr erfüllt ist. Die verschiedenen zur Behebung dieser Schwierigkeiten vorgeschlagenen Wege[1]) beinhalten dasselbe: In den analytischen Lösungen der Altersgleichung (277) für die Bremsdichte verwendet man anstelle des Fermi-Alters $\bar{\tau}(u)$, wofür man statt Gl. (255) bzw. Gl. (316) auch Gl. (283) als Definition ansehen kann, die sog. Bremslänge $L_{br}(u)$. Diese wird durch

$$L_{br}^2(u) = \frac{1}{6}\left[\int\limits_0^\infty \psi_0(r, u)\, r^2\, dV\right] \Bigg/ \left[\int\limits_0^\infty \psi_0(r, u)\, dV\right] \tag{320}$$

definiert und entweder durch Vergleich mit dem Experiment oder durch Einsetzen eines ψ_0, das aus einer exakteren, aber wesentlich komplizierteren Gleichung als Gl. (277) berechnet worden ist, derart angepaßt, daß die analytischen Lösungen von Gl. (277) mit möglichst großer Genauigkeit beibehalten werden können.

Ein anderes, hiervon abweichendes Verfahren von Flügge[2]) führt zu einem neuen mathematischen Ausdruck für die Bremsdichte. Da die Quellneutronen bis zum ersten Stoß weite Strecken durchfliegen können und ihre freie Weglänge erst danach wesentlich kleiner wird, erhält man eine bessere Näherung für die Bremsdichte um eine Punktquelle am Ort $\mathfrak{r}'$, wenn man in Gl. (282) als Quellverteilung die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|)\, dV$ dafür einsetzt, daß das Neutron innerhalb eines Volumelements dV am Ort $\mathfrak{r}_0$ zum erstenmal an einem H-Atom gestreut wird. Weil bei Erststößen $\Sigma_a \ll \Sigma_s$, ist $e^{-\Sigma_s |\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|}$ nach Gl. (5) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron den Punkt $\mathfrak{r}_0$ überhaupt erreicht, während $\Sigma_s e^{-\Sigma_s |\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|} dr_0$ die Chance für anschließende Streuung längs des Wegelements dr_0 angibt. Die Quellneutronen verlassen die Punktquelle isotrop nach allen Richtungen, so daß die Wegelemente dr_0 eine

[1]) Hierzu s.: Hurwitz jr., H., u. Zweifel, P. F., KAPL-1269 (1955). — Wilkins jr., J. E., Hellens, R. L., u. Zweifel, P. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 62, P/597. Blanchard, C. H., Nucl. Sci. Eng. **3** (1958), 161.

[2]) Flügge, S., Phys. Z. **44** (1943), 445. — S. hierzu auch: Tittle, C. W., NP-1418 (1949).

Kugelschale derselben Dicke vom Radius $r_0 = |\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|$ um $\mathfrak{r}'$ bilden und sich für die gesuchte Wahrscheinlichkeit eines Stoßes im Volumelement $\mathrm{d}V$ folgendes ergibt:

$$\mathcal{P}(|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|)\,\mathrm{d}V = \Sigma_s \frac{\mathrm{e}^{-\Sigma_s |\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|}}{4\pi |\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|^2}\,\mathrm{d}V = \frac{\Sigma_s}{4\pi}\,\mathrm{e}^{-\Sigma_s r_0}\,\mathrm{d}r_0 \sin\Theta_0\,\mathrm{d}\Theta_0\,\mathrm{d}\varphi_0 . \tag{321}$$

Somit wird die Bremsdichte um eine in Wasserstoff eingebettete Punktquelle mit der Stärke Q_{Pt}

$$q_{Pt}[r, L_{br}(u)] = \frac{Q_{Pt}}{(4\pi L_{br})^{3/2}} \cdot \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int\limits_{r_0=0}^{\infty} \int\limits_{\Theta_0=-\pi/2}^{+\pi/2} \int\limits_{\varphi_0=0}^{2\pi} \mathrm{e}^{-\Sigma_s r_0 - \frac{1}{4L_{br}^2}(r_0^2 + r^2 - 2 r r_0 \cos\Theta_0)} \sin\Theta_0\,\mathrm{d}r_0\,\mathrm{d}\Theta_0\,\mathrm{d}\varphi_0 , \tag{322}$$

nach Ausführung der Integrationen

$$q_{Pt}[r, L_{br}(u)] = \frac{Q_{Pt}}{(4\pi L_{br})^2} \cdot \frac{2\pi \Sigma_s L_{br}}{r}\,\mathrm{e}^{-\frac{r^2}{4L_{br}^2}} \left[\mathcal{H}\left(\Sigma_s L_{br} + \frac{r}{2L_{br}}\right) - \mathcal{H}\left(\Sigma_s L_{br} - \frac{r}{2L_{br}}\right)\right], \tag{323}$$

wobei die Funktion $\mathcal{H}(x)$ definiert ist durch

$$\mathcal{H}(x) = \int\limits_0^x \mathrm{e}^{s^2}\,\mathrm{erfc}(s)\,\mathrm{d}s . \tag{324}$$

Zur Untersuchung des asymptotischen Verhaltens der Bremsdichte für $r \gg 2L_{br}^2\,\Sigma_s = 2L_{br}^2/\bar{\lambda}_s$ benutzen wir die asymptotischen Reihenentwicklungen

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(x) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left[\ln x + \frac{1}{4x^2}\cdots\right] \\ \text{bzw.}\quad \mathcal{H}(-x) &= -\frac{\mathrm{e}^{-x^2}}{x}\left[1 + \frac{1}{2x^2}\cdots\right]. \end{aligned} \tag{325}$$

Vernachlässigt man den Logarithmus in $\mathcal{H}(x)$ gegenüber der Exponentialfunktion in $\mathcal{H}(-x)$, so ergibt sich:

$$q_{Pt}[r, L_{br}(u)]_{\mathrm{as.}} = \frac{Q_{Pt}}{4\pi} \cdot \frac{\mathrm{e}^{-\frac{1}{\bar{\lambda}_s}\left(r - \frac{L_{br}^2}{\bar{\lambda}_s}\right)}}{r(r\bar{\lambda}_s - 2L_{br}^2)} \cong \frac{\Sigma_s Q_{Pt}}{4\pi r^2}\,\mathrm{e}^{-\Sigma_s r} . \tag{326}$$

Bei **großen Abständen** von der Quelle reproduziert sich, wie nicht anders zu erwarten, die oben angegebene Wahrscheinlichkeitsverteilung $\mathcal{P}(r)$ [Gl. (321)], weil in Wasserstoff als auch in anderen Medien größere Entfernungen von der Quelle als $2L_{br}^2/\bar{\lambda}_s$ nur von solchen Neutronen zurückgelegt werden können, die überhaupt nicht oder höchstens mit geringer Winkelablenkung gestreut worden sind.

Zum selben Ergebnis wie Gl. (326) gelangt man unter der Voraussetzung, daß $\bar{\lambda}_s$ konstant ist, auch bei anderen Moderatoren als Wasserstoff, wenn man auf Gl. (242) die Laplace-Transformation bezüglich der Lethargie u und die Fourier-Transformation bezüglich des Abstandes z von der Quelle anwendet[1]). Dann erhält man folgende Integraldarstellung für die Bremsdichte:

$$q(z, u) = \frac{1}{2\pi\mathrm{i}}\,\frac{\mathsf{A}\,\xi}{2}\,\mathrm{e}^{-\frac{2u}{\mathsf{A}}} \int\limits_{-\mathrm{i}\infty}^{+\mathrm{i}\infty} C(\eta)\,\mathrm{e}^{-\nu(\eta) z + u\eta}\,\mathrm{d}\eta , \tag{327}$$

aus der mit Hilfe der Sattelpunktsmethode eine Formel für das asymptotische Verhalten von q abgeleitet werden kann:

$$q(z, u) = \frac{K_{\mathsf{A}}\left(\frac{z}{u}\right)}{\sqrt{u}}\,\mathrm{e}^{-u k_{\mathsf{A}}\left(\frac{z}{u}\right)} . \tag{328}$$

---

[1]) Bethe, H. A., Tonks, L., u. Hurwitz jr., H., Phys. Rev. **80** (1950), 11. — Wick, G. C., Phys. Rev. **75** (1949), 738.

K_A und k_A sind komplizierte Funktionen des Atomgewichts A des Moderators. Während für kleine z/u der Wert $k_A \cong z^2/u^2$ ist und damit Gl. (328) mit dem Ergebnis der Alterstheorie übereinstimmt, ist für große z/u der Wert $k_A \cong z/u$, womit sich zeigen läßt, daß die Bremsdichte in die zu erwartende gewöhnliche Exponentialverteilung übergeht.

Zusammenfassende Literatur:

Marshak, R. E., Rev. Mod. Phys. **19** (1947), 212 bis 234. — Davison, B., Neutron Transport Theory, Oxford 1957, S. 346 bis 368.

3.23 Reaktorstatik

3.231 Der homogene thermische Reaktor ohne Reflektor

Im letzten Kapitel haben wir untersucht, wie sich die Neutronen in nichtmultiplikativen Medien während des Abbrems- und Diffusionsvorgangs verhalten. Die Erkenntnisse, die wir dabei gewonnen haben, wollen wir nunmehr auf Reaktoren anwenden, in denen sich — im Unterschied zu den Medien, mit denen wir es bisher zu tun hatten — auch ohne äußere Quellen wegen der stattfindenden Spaltungen eine stationäre Neutronenverteilung ausbilden kann. Wir beschränken uns in diesem Kapitel auf die statischen Reaktoreigenschaften. Das zeitliche Reaktorverhalten unter dem Einfluß bestimmter, spontan wirkender Veränderungen wird in Abschn. 3.541 im Zusammenhang mit der Reaktorregelung behandelt, während sich Abschn. 3.24 mit quasistationären Veränderungen befaßt.

Die wichtigste Aufgabe der Reaktorstatik ist die Bestimmung der sog. kritischen Brennstoffmenge des Reaktors, die notwendig ist, damit eine stationäre und sich selbst erhaltende Kettenreaktion abläuft. Diese Aufgabe wollen wir jetzt für den homogenen thermischen Reaktor ohne Reflektor zu beantworten versuchen, weil es in diesem Falle noch am ehesten gelingt. Dazu gehen wir aus von der dreidimensionalen stationären Diffusionsgleichung (138) der thermischen Neutronenflußdichte $\Phi(\mathfrak{r})$. Um $\Phi(\mathfrak{r})$ zu berechnen, sind mehrere Theorien entwickelt worden, die sich in mathematischer Hinsicht nur im Ansatz für den in Gl. (138) auftretenden Quellterm der thermischen Neutronen unterscheiden.

3.2311 Eingruppentheorie

Die sog. Eingruppentheorie geht von der Annahme aus, daß alle Neutronen gleiche Energie haben und daß man deshalb mit der reinen Diffusionstheorie ohne spezielles Moderationsmodell auskommen kann. Man setzt als Quellterm in Gl. (138) die tatsächliche, aber örtlich verschiedene Erzeugungsrate der thermischen Neutronen ein[1]) und nimmt an, daß die Spaltneutronen zur Abbremsung auf thermische Energien nur verschwindend kleine Moderationswege zurückzulegen brauchen oder aber daß sie bei derselben Energie Spaltungen auslösen, bei der sie erzeugt worden sind. Da die beiden zuletzt genannten Voraussetzungen in einem thermischen Reaktor natürlich nicht erfüllt sind, kann man lediglich erwarten, daß die hierauf beruhenden Ergebnisse zur Orientierung geeignet sind.

Mit Hilfe der Überlegungen des Abschnitts 3.213 über Neutronenbilanz und kritische Gleichung können wir berechnen, wie viele thermische Neutronen in einem homogenen thermischen Reaktor am Ort $\mathfrak{r}$ je Volum- und Zeiteinheit als Folge von Spaltungen entstehen. Ist Σ_a der thermische Absorptionsquerschnitt aller Atome in der Volumeinheit der im ganzen Reaktor einheitlichen homogenen Mischung von Brennstoff und

[1]) Bei heterogenen Reaktoren nimmt man hierfür statt dessen die Bremsdichte der thermischen Neutronen, welche im Moderatorgebiet als konstant vorausgesetzt wird (s. 3.2331).

Moderator und ist $\Phi(\mathfrak{r})$ die thermische Flußdichte am Ort $\mathfrak{r}$, so beträgt die Anzahl der am Ort $\mathfrak{r}$ je Volum- und Zeiteinheit im Brennstoff absorbierten thermischen Neutronen $f\,\Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r})$ und die Anzahl der am gleichen Ort verfügbaren schnellen Neutronen $\varepsilon\,\eta\,f\,\Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r}) = k_\infty\,\Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r})/p$. Da der Moderationsweg null sein soll, gibt es keinen schnellen Leckverlust, d. h. $P_s = 1$, und die gesuchte Quellstärke der thermischen Neutronen wird

$$Q_{\mathrm{th}} = p\,\varepsilon\,\eta\,f\,\Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r}) = k_\infty\,\Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r}), \tag{329}$$

so daß man als Gleichung der thermischen Flußdichte findet:

$$D\,\Delta\,\Phi(\mathfrak{r}, t) + (k_\infty - 1)\,\Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r}, t) = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{v_{\mathrm{th}}}\,\frac{\partial \Phi}{\partial t}. \tag{330}$$

Weil wir zunächst noch nicht wissen, wie groß der Multiplikationsfaktor k_∞ des unendlich ausgedehnten Reaktors ist und somit welches Vorzeichen die Größe $(k_\infty - 1)$ erhält, haben wir auf der rechten Seite von Gl. (330) bzw. in der Flußdichte $\Phi(\mathfrak{r}, t)$ die Möglichkeit zeitlicher Veränderungen der Neutronenflußdichte zugelassen. Wir wollen jedoch jetzt denjenigen Wert von k_∞ bestimmen, bei dem im Reaktor gerade eine stationäre, sich selbsterhaltende Kettenreaktion abläuft. Geht man mit dem Produktansatz

$$\Phi(\mathfrak{r}, t) = \Phi_0(\mathfrak{r})\,T(t) \tag{331}$$

in Gl. (330) ein, so folgt:

$$\frac{D\,\Delta\,\Phi_0(\mathfrak{r})}{\Phi_0(\mathfrak{r})} + (k_\infty - 1)\,\Sigma_a = \frac{1}{v_{\mathrm{th}}}\,\frac{\mathrm{d}\ln T(t)}{\mathrm{d}t}. \tag{332}$$

Die beiden Seiten dieser Gleichung müssen gleich einer Konstanten sein, damit Gl. (330) mit Hilfe des Produktansatzes [Gl. (331)] gelöst werden kann. Um die Forderung der Stationarität zu erfüllen, muß diese Konstante gleich null sein, wie aus der rechten Seite von Gl. (332) hervorgeht. Dann erhält man durch Umschreibung der linken Seite von Gl. (332) folgende Gleichung zur Berechnung von $\Phi_0(\mathfrak{r})$:

$$\Delta\,\Phi_0(\mathfrak{r}) + \left[\frac{(k_\infty - 1)}{D}\,\Sigma_a\right]\Phi_0(\mathfrak{r}) = 0\,. \tag{333}$$

Diese Gleichung ist vom Typ der Wellengleichung

$$\Delta\Phi_0(\mathfrak{r}) + \mathsf{B}_g^2\,\Phi_0(\mathfrak{r}) = 0\,; \tag{334}$$

ihre Eigenwerte B_{gi}^2 sind eindeutig durch die geometrische Form und die Abmessungen des Reaktors festgelegt. Für sein zeitliches Verhalten bei Erreichung des kritischen Zustandes interessiert die Fundamentallösung von Gl. (334), zu der der kleinste Eigenwert B_{g0}^2 und der größte Multiplikationsfaktor $k_{\infty 0}$ gehören. $k_{\infty 0}$ errechnet sich aus Gl. (333) und Gl. (334) bei Benutzung von Gl. (123) zu

$$k_{\infty 0} = 1 + L^2\,\mathsf{B}_{g0}^2. \tag{335}$$

In diesem Zusammenhang bezeichnet man B_{g0}^2 als **geometrische Flußwölbung**, weil B_{g0}^2 zufolge Gl. (334) ein Maß für die Krümmung des von der geometrischen Form des Reaktors abhängigen Flußdichteverlaufs ist. Da nach Gl. (27) im kritischen Zustand $k_{\mathrm{eff}} = k_\infty P_{\mathrm{th}} = 1$ sein muß, erhält man außerdem aus Gl. (335) eine Formel für die Nicht-Entweichwahrscheinlichkeit thermischer Neutronen:

$$P_{\mathrm{th}} = \frac{1}{1 + L^2\,\mathsf{B}_{g0}^2}. \tag{336}$$

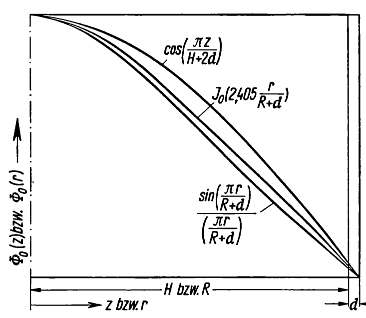
Andererseits können wir auch $k_{\infty 0}$ mit Hilfe der Vier-Faktor-Formel [Gl. (25)] aus den neutronenphysikalischen Eigenschaften von Brennstoff, Moderator und anderen im Reaktor verwendeten Materialien berechnen. Dann ist es sinnvoll, die sog. **materielle Flußwölbung** B_m^2 durch die Beziehung

$$\mathsf{B}_m^2 = \frac{k_{\infty 0} - 1}{L^2} \tag{337}$$

zu definieren und die kritische Gleichung (27) in folgender Form zu schreiben:

$$\mathsf{B}_m^2 = \mathsf{B}_{g0}^2. \tag{338}$$

Bei einem unterkritischen Reaktor ist $\mathsf{B}_m^2 < \mathsf{B}_{g0}^2$, bei einem überkritischen Reaktor $\mathsf{B}_m^2 > \mathsf{B}_{g0}^2$.



448.1 Flußdichteverlauf in einem quaderförmigen, zylindrischen und kugelförmigen Reaktor

Um die erforderliche kritische Brennstoffmasse für einen homogenen thermischen Reaktor zu berechnen, gehen wir also folgendermaßen vor: Wenn der zu untersuchende Reaktor eine bestimmte Größe haben soll, ist B_{g0}^2 bekannt. Dann stellt Gl. (335) eine Gleichung für den kritischen Wert von $k_{\infty 0}$ dar, den der Reaktor durch Wahl der Brennstoffkonzentration und evtl. des Anreicherungsgrades haben muß. Wenn hingegen die Reaktorgröße bei vorgegebener, über den Reaktor konstant gehaltener Brennstoffkonzentration gesucht wird, berechnet man aus Gl. (337) zunächst die materielle Flußwölbung und ermittelt danach mit Hilfe der kritischen Bedingung (338) die kritischen Abmessungen. Hierzu dient die durch Lösung der Wellengleichung (334) erhaltene Zusammenstellung[1]) der Flußdichteverläufe $\Phi_0(\mathfrak{r})$ und der dazugehörigen geometrischen Flußwölbung B_{g0}^2 für verschiedene Geometrien (Fig. **448.1**) in Tab. **448.2**.

448.2 Flußdichteverlauf $\Phi_0(\mathfrak{r})$ und geometrische Flußwölbung B_{g0}^2 für verschiedene Geometrie

Geometrie	$\Phi_0(\mathfrak{r})$	B_{g0}^2
a) unendliche Platte (Flachstab) Dicke H	$\Phi_{\max} \cos\left(\frac{\pi z}{H+2d}\right)$	$\frac{\pi^2}{(H+2d)^2}$
b) unendlich langer Kreiszylinder mit Radius R	$\Phi_{\max} J_0\left(2{,}405 \frac{r}{R+d}\right)$	$\frac{2{,}405^2}{(R+d)^2}$
c) Kugel mit Radius R	$\Phi_{\max} \frac{\sin\left(\frac{\pi r}{R+d}\right)}{\left(\frac{\pi r}{R+d}\right)}$	$\frac{\pi^2}{(R+d)^2}$
d) Quader mit den Seitenlängen a, b, c	$\Phi_{\max} \cos\left(\frac{\pi x}{a+2d}\right) \times \cos\left(\frac{\pi y}{b+2d}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{c+2d}\right)$	$\pi^2\left(\frac{1}{(a+2d)^2} + \frac{1}{(b+2d)^2} + \frac{1}{(c+2d)^2}\right)$
e) Kreiszylinder mit Radius R und Höhe H	$\Phi_{\max} \cos\left(\frac{\pi z}{H+2d}\right) J_0\left(2{,}405 \frac{r}{R+d'}\right)$	$\frac{\pi^2}{(H+2d)^2} + \frac{(2{,}405)^2}{(R+d')^2}$

Im Anschluß hieran wollen wir die Frage beantworten, welches kleinste kritische Volumen ein homogener, thermischer Reaktor bei vorgegebener materieller Flußwölbung

[1]) Ausführlichere Zusammenstellung s. Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 444, New York 1955.

haben muß und welche Geometrie hierfür am günstigsten ist. Man findet für die Kugel

$$V_K = 4\,\pi^4/3\,B_m^3 = 130/B_m^3, \tag{339}$$

für den Quader, der als Würfel ausgebildet werden muß,

$$V_Q = (\sqrt{3}\,\pi/B_m)^3 = 161/B_m^3 \tag{340}$$

und für den Kreiszylinder, dessen Höhe $H = \sqrt{3}\,\pi/B_m = 5{,}441/B_m$ und dessen Radius $R = \sqrt{3/2} \cdot (2{,}405/B_m) = 2{,}945/B_m$ sein müssen,

$$V_Z = (2{,}405\,\pi/2)^2 \cdot (\sqrt{3}/B_m)^3 = 148{,}2/B_m^3\,. \tag{341}$$

Die minimalen kritischen Volumina verhalten sich also wie

$$V_Q : V_Z : V_K = 1{,}24 : 1{,}14 : 1. \tag{341a}$$

3.231 2 Alters-Diffusionstheorie [1])

Die Alters-Diffusionstheorie stellt eine wesentliche Verbesserung gegenüber der bisher behandelten Eingruppentheorie dar, weil im Gegensatz zu jener die Bremsdichte q der thermisch gewordenen Neutronen als Quellterm in die Diffusionsgleichung (138) der thermischen Flußdichte Φ eingesetzt wird:

$$D\,\Delta\,\Phi(\mathfrak{r}, t) - \Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r}, t) + q(\mathfrak{r}, \overline{\tau}_{\text{th}}, t) = \frac{1}{v_{\text{th}}}\,\frac{\partial \Phi(\mathfrak{r}, t)}{\partial t}. \tag{342}$$

Da wir noch nicht wissen, ob der Multiplikationsfaktor k_∞ der zu untersuchenden Anordnung den Ablauf einer stationären, sich selbst erhaltenden Kettenreaktion gewährleistet, müssen wir in der Diffusionsgleichung die Möglichkeit zeitlicher Veränderungen der Neutronenflußdichte offenlassen. Dasselbe gilt für die Altersgleichung der Bremsdichte q, in der außerdem die während der Abbremsung stattfindende Neutronenabsorption berücksichtigt werden muß und für die sich durch Erweiterung von Gl. (317) ergibt:

$$\frac{\partial q(\mathfrak{r}, \overline{\tau}, t)}{\partial \overline{\tau}} = \Delta q - 3\,\Sigma_{tr}\,\Sigma_a\,q - \frac{3\,\Sigma_{tr}}{v(u)}\,\frac{\partial q}{\partial t} + Q(\mathfrak{r}, t)\,\delta(\overline{\tau}). \tag{343}$$

Zwischen Gl. (342) und Gl. (343) besteht eine Kopplungsbedingung; denn die Bremsdichte $q(\mathfrak{r}, 0, t)$ muß mit der Quellverteilung der Spaltneutronen übereinstimmen (Nullpunkt der Lethargieskala $E_a = \overline{E}_{\text{sp}} = 2\,\text{MeV}$):

$$q(\mathfrak{r}, 0, t) = \frac{k_\infty}{p}\,\Sigma_a\,\Phi(\mathfrak{r}, t). \tag{344}$$

Als Randbedingung kommt hinzu, daß die thermische Flußdichte und die Bremsdichte an den extrapolierten Grenzen des Reaktors verschwinden. Damit sich die vorgelegte Aufgabe überhaupt mathematisch behandeln läßt, nehmen wir außerdem an, daß der Extrapolationsabstand nicht von der Energie abhängt.

Mit Hilfe des von Gl. (319) übernommenen und erweiterten Ansatzes

$$q(\mathfrak{r}, \overline{\tau}, t) = q_0(\mathfrak{r}, \overline{\tau})\,p[u(\overline{\tau})]\,T_q\left(t - \int_0^u \frac{\mathrm{d}u'}{\xi\,\Sigma_s(u')\,v(u')}\right) \tag{345}$$

läßt sich Gl. (343) separieren. Im Argument des zeitabhängigen Faktors T_q kommt eine Verschiebung der Zeitskala um die benötigte Moderationsdauer

$$t_{\text{mod}} = \int_0^u \frac{\mathrm{d}u'}{\xi\,\Sigma_s(u')\,v(u')} \tag{346}$$

zum Ausdruck; denn die Anzahl der bis zur Erreichung der Lethargie u notwendigen

[1]) Hierzu s. Glasstone, S., u. Edlund, M. C., The Elements of Nuclear Reactor Theory, S. 349 bis 361, New York 1952.

Stöße beträgt u/ξ, und die zwischen zwei Stößen verstreichende Zeit ist $1/\Sigma_s v$. Wie man auf Grund von Gl. (255) und Gl. (316) erkennt, besteht folgender Zusammenhang zwischen $\bar{\tau}(u)$ und t_{mod}:

$$\bar{\tau}(u) = \overline{Dv} \cdot t_{\text{mod}}; \tag{346a}$$

dabei bezeichnet $\overline{Dv}$ den Mittelwert des Produkts aus D und v über die gesamte Moderationsdauer. Für die thermische Flußdichte behalten wir den Produktansatz Gl. (331) bei. Zur Ableitung der einzelnen Faktoren der Bremsdichte von Gl. (345) benutzen wir die aus Abschn. 3.2264 bekannte Faltungsintegraldarstellung. Dann erhält man im Fall eines unendlich ausgedehnten, multiplikativen, moderierenden Mediums durch Einsetzen von Gl. (345) in Gl. (343) zunächst folgendes:

$$T_q(t - t_{\text{mod}}) \frac{\partial q_0(\mathfrak{r}, \bar{\tau})}{\partial \bar{\tau}} = T_q(t - t_{\text{mod}})\, \Delta q_0(\mathfrak{r}, \bar{\tau}) + \frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \Phi_0(\mathfrak{r})\, T(t)\, \delta(\bar{\tau}), \tag{347}$$

woraus sich mit Hilfe von Gl. (282) $q_0(\mathfrak{r}, \bar{\tau})$ ergibt:

$$T_q(t - t_{\text{mod}})\, q_0(\mathfrak{r}, \bar{\tau}) = T(t - t_{\text{mod}}) \int \frac{q_{Pt}(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau})}{Q_{Pt}} \frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \Phi_0(\mathfrak{r}')\, \mathrm{d}V'. \tag{348}$$

Wir müssen jedoch berücksichtigen, daß an den Randzonen eines endlichen Reaktors die von einer Punktquelle stammende Bremsdichteverteilung stark deformiert wird und infolgedessen nicht mehr vom Abstand zwischen Quellpunkt und Aufpunkt abhängt. Deshalb setzen wir in Gl. (348) als Kern eine noch näher zu bestimmende allgemeinere Funktion $\mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau})$ ein, die angibt, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß ein am Ort $\mathfrak{r}'$ entstandenes schnelles Neutron am Ort $\mathfrak{r}$ gerade bis zu derjenigen Energie moderiert worden ist, die dem Fermi-Alter $\bar{\tau}$ entspricht. Folglich enthält bereits $\mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau})$ den Einfluß der Neutronenabsorption auf die Bremsdichte; es ist nämlich

$$\int \mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau})\, \mathrm{d}V' = p[u(\bar{\tau})]. \tag{349}$$

Da es sich um einen homogenen, thermischen Reaktor mit einheitlicher Verteilung von Brennstoff und Moderator handeln soll, ergibt sich schließlich für den Quellterm der Diffusionsgleichung (342)

$$q(\mathfrak{r}, \bar{\tau}_{\text{th}}, t) = \frac{k_\infty \Sigma_a}{p} \int \mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi(\mathfrak{r}', t - t_{\text{mod}})\, \mathrm{d}V'. \tag{350}$$

Die am Ort $\mathfrak{r}$ zur Zeit t verfügbaren thermischen Neutronen stammen also von denjenigen thermischen Spaltungen, die zu einem früheren Zeitpunkt, nämlich zur Zeit $(t - t_{\text{mod}})$ stattgefunden haben. Nun ist aber die Moderationszeit t_{mod} (Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-5} s) wesentlich kleiner als die Diffusionszeit

$$t_{\text{diff}} = \frac{1}{\Sigma_a v_{\text{th}}} \tag{351}$$

der thermisch gewordenen Neutronen bis zu ihrer Vernichtung durch Absorption (Größenordnung 10^{-1} bis 10^{-3} s). Deshalb können wir zur Vereinfachung die Zeitverschiebung um t_{mod} vernachlässigen, so daß die zu lösende Reaktorgleichung

$$D \Delta \Phi(\mathfrak{r}, t) - \Sigma_a \Phi(\mathfrak{r}, t) + \frac{k_\infty}{p} \Sigma_a \int \mathcal{P}(\mathfrak{r}', \mathfrak{r}, \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi(\mathfrak{r}', t)\, \mathrm{d}V' = \frac{1}{v_{\text{th}}} \frac{\partial \Phi(\mathfrak{r}, t)}{\partial t} \tag{352}$$

lautet.

Wie im Falle der gewöhnlichen Eingruppentheorie wollen wir aus Gl. (352) den kritischen Multiplikationsfaktor $k_{\infty 0}$ ermitteln. Dazu müssen wir den Quellterm in ein Faltungsintegral umformen, damit sich auf Gl. (352) mit Erfolg die Fourier-Transformation anwenden läßt; d. h. wir müssen von $\mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau}_{\text{th}})$ zu einem nur vom Abstand Aufpunkt—Quellpunkt abhängigen Verschiebungskern $\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})$ zurückkehren.

Wenn der Reaktor ebene Grenzflächen, z. B. eine bei $z = 0$ gelegene, besitzt, gelingt dies mit Hilfe der in Abschn. 3.2245 beschriebenen Bildquellenmethode und durch analy-

tische Fortsetzung der Neutronenflußdichte vom Reaktorinneren ($z > 0$) in das umgebende Vakuum ($z < 0$) .Wir können in diesem Falle den Kern $\mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau}_{\text{th}})$ in einfacher Weise aus der Bremsdichte $q_{Pl}(z, \bar{\tau}_{\text{th}})$ um eine Quellebene konstruieren:

$$\mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau}_{\text{th}}) = \frac{p}{Q_{Pl}} \left[q_{Pl}(|z - z'|, \bar{\tau}_{\text{th}}) - q_{Pl}(|z + z'|, \bar{\tau}_{\text{th}})\right], \tag{353}$$

und brauchen dann die Flußdichte für $z < 0$ nur zu definieren durch

$$\Phi_0(-|z|) = -\Phi_0(|z|). \tag{354}$$

Im zweiten Glied, das beim Einsetzen von Gl. (353) in das Quellterm-Integral entsteht, substituieren wir z' durch $-z'$; wir erhalten mit Gl. (354)

$$\int_0^\infty q_{Pl}(|z + z'|, \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi_0(z')\, \mathrm{d}z' = + \int_{-\infty}^0 q_{Pl}(|z - z'|, \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi_0(|z'|)\, \mathrm{d}z', \tag{355}$$

so daß damit die gewünschte Umformung durchgeführt ist:

$$\int_{\text{Reakt}} \mathcal{P}(\mathfrak{r}, \mathfrak{r}', \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi_0(\mathfrak{r}', t)\, \mathrm{d}V' = \frac{p}{Q_{Pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} q_{Pl}(|z - z'|, \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi_0(|z'|)\, \mathrm{d}z'. \tag{356}$$

Sofern sich die Einführung des Verschiebungskerns $\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})$ in Gl. (352) nicht streng begründen läßt, weil das hier angegebene Verfahren versagt, können wir aus der derart umgeformten Gleichung der thermischen Neutronenflußdichte immerhin eine asymptotische Lösung für verhältnismäßig große Reaktoren berechnen.

Nunmehr wird auf die aus Gl. (352) abgeleitete stationäre Reaktorgleichung

$$D \Delta \Phi_0(\mathfrak{r}) - \Sigma_a \Phi_0(\mathfrak{r}) + \frac{k_{\infty 0}}{p} \Sigma_a \int_{\text{ganzer Raum}} \mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi_0(\mathfrak{r}')\, \mathrm{d}V' = 0 \tag{357}$$

die Fourier-Transformation $\mathcal{F}$ angewendet. Weil $\Phi_0(\mathfrak{r})$ der Wellengleichung (334) genügen soll, erscheint als Fourier-Parameter die geometrische Flußwölbung B_{g0}^2 in Form eines Vektors $\vec{\mathsf{B}}_{g0}$; denn

$$\mathcal{F}\{\Phi_0(\mathfrak{r})\} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \Phi_0(\mathfrak{r})\, e^{i \vec{\varrho} \mathfrak{r}}\, \mathrm{d}V \tag{358}$$

angewendet auf Gl. (334) liefert $(-\vec{\varrho}^2 + \mathsf{B}_{g0}^2) = 0$, so daß $\vec{\varrho} = \vec{\mathsf{B}}_{g0}$ wird. Somit bekommen wir für die Fourier-Transformierte des Kernes $\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})$ bei Benutzung von Gl. (356) ($\mathsf{B}_{gz} = z$-Komponente von B_g)

$$\mathcal{F}\{\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r}|, \bar{\tau}_{\text{th}})\} = p \left\{\frac{1}{Q_{Pl}\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} q_{Pl}(|z|, \bar{\tau}_{\text{th}})\, e^{i \mathsf{B}_{gz} \cdot z}\, \mathrm{d}z\right\}^3 = p\, \frac{e^{-\mathsf{B}_{g0}^2 \bar{\tau}_{\text{th}}}}{(2\pi)^{3/2}} \tag{359}$$

und für die Fourier-Transformierte des Faltungsintegrals

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\left\{\int \mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})\, \Phi_0(\mathfrak{r}')\, \mathrm{d}V'\right\} &= (2\pi)^{3/2} \mathcal{F}\{\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})\} \cdot \mathcal{F}\{\Phi_0(\mathfrak{r})\} \\ &= p\, e^{-\mathsf{B}_{g0}^2 \bar{\tau}_{\text{th}}}\, \mathcal{F}\{\Phi_0(\mathfrak{r})\}. \end{aligned} \tag{360}$$

Nach Ausübung der Fourier-Transformation auf Gl. (357) können wir nach dem gesuchten kritischen Multiplikationsfaktor $k_{\infty 0}$ auflösen, wobei wir mit Gl. (334) und Gl. (123) folgendes erhalten:

$$k_{\infty 0} = (1 + L^2 \mathsf{B}_{g0}^2) / e^{-\bar{\tau}_{\text{th}} \mathsf{B}_{g0}^2}. \tag{361}$$

Dieses Ergebnis hat dieselbe Anwendung wie die hierzu äquivalente Beziehung [Gl. (335)] für $k_{\infty 0}$ aus der Eingruppentheorie, insbesondere was die Bestimmung der kritischen Größe bzw. Brennstoffmenge anbetrifft. Im Unterschied zu Gl. (335) tritt aber ein zusätzlicher Faktor auf, nämlich die Nicht-Entweichwahrscheinlichkeit der

schnellen bzw. epithermischen Neutronen, wofür man, mit Hilfe von Gl. (27), Gl. (336) und Gl. (361) erhält:

$$P_s = e^{-\bar{\tau} B_{g0}^2}. \tag{362}$$

Die materielle Flußwölbung B_m^2 errechnet sich jetzt aus der transzendenten Gleichung

$$B_m^2 = \frac{k_{\infty 0}\, e^{-\bar{\tau}_{th} B_m^2} - 1}{L^2}. \tag{363}$$

Weil der Leckverlust im allgemeinen gering ist, kann man beim Logarithmieren von Gl. (361) $L^2 B_{g0}^2$ für $\ln(1 + L^2 B_{g0}^2)$ setzen; dann ergibt sich bei Berücksichtigung von Gl. (338) folgende Näherungslösung von Gl. (363):

$$B_m^2 = \frac{\ln k_{\infty 0}}{L + \bar{\tau}_{th}}. \tag{364}$$

In der sog. modifizierten Eingruppentheorie wird die Näherung noch einen Schritt weiter getrieben und postuliert, daß

$$B_m^2 = \frac{k_{\infty 0} - 1}{L^2 + \bar{\tau}_{th}}. \tag{365}$$

Der Nenner dieses Ausdrucks wird als Wanderfläche

$$M^2 = L^2 + \bar{\tau}_{th} = L^2 + L_{br}^2 \tag{366}$$

bezeichnet. Gemäß Gl. (150) und Gl. (283) muß M^2 ein Sechstel des Mittels vom Quadrat desjenigen Weges sein, den ein Neutron von seiner Entstehung als Spaltneutron an bis zu seiner Vernichtung als thermisches Neutron infolge Absorption zurücklegt.

Diese Behauptung kann man im Rahmen der Alters-Diffusionstheorie bestätigen, indem man in der Beziehung (150) für $\Phi_{Pt}(r)$ statt Gl. (142) diejenige Flußdichte $\Phi_{Pt}^{br}(r)$ um eine Punktquelle schneller Neutronen einsetzt, die sich ausbildet, nachdem die Quellneutronen durch Stöße mit quasikontinuierlichem Energieverlust thermisch geworden sind. Zur Berechnung von $\Phi_{Pt}^{br}(r)$ ist es am bequemsten, von der entsprechenden Flußdichte $\Phi_{Pl}^{br}(z)$ um eine Quellebene auszugehen:

$$\begin{aligned}\Phi_{Pl}^{br}(z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{z'^2}{4\bar{\tau}}}}{\sqrt{4\pi\bar{\tau}}} \cdot \frac{e^{-\varkappa|z-z'|}}{2\varkappa D}\, dz' \\ &= \frac{e^{\varkappa^2\bar{\tau}}}{4\varkappa D}\left[e^{-\varkappa z}\operatorname{erfc}\left(\varkappa\sqrt{\bar{\tau}} - \frac{z}{2\sqrt{\bar{\tau}}}\right) + e^{\varkappa z}\operatorname{erfc}\left(\varkappa\sqrt{\bar{\tau}} + \frac{z}{2\sqrt{\bar{\tau}}}\right)\right],\end{aligned} \tag{367}$$

und die Beziehung (144) auszunutzen[1]):

$$\begin{aligned}\Phi_{Pt}^{br}(r) &= \int \frac{e^{-\frac{\mathfrak{r}'^2}{4\bar{\tau}}}}{(4\pi\bar{\tau})^{3/2}} \cdot \frac{e^{-\varkappa|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}}{4\pi D|\mathfrak{r}-\mathfrak{r}'|}\, dV' \\ &= \frac{1}{8\pi D r}\left[e^{-\varkappa r}\operatorname{erfc}\left(\varkappa\sqrt{\bar{\tau}} - \frac{r}{2\sqrt{\bar{\tau}}}\right) - e^{+\varkappa r}\operatorname{erfc}\left(\varkappa\sqrt{\bar{\tau}} + \frac{r}{2\sqrt{\bar{\tau}}}\right)\right].\end{aligned} \tag{368}$$

3.231 3 Mehrgruppentheorie[2])

Das am häufigsten benutzte Verfahren zur Berechnung von Reaktoren ist die sog. Mehrgruppentheorie, mit der wir uns abschließend beschäftigen wollen. Hierbei wird

[1]) Weitere Beispiele für die thermische Flußdichte um Quellen schneller Neutronen s. Wallace P. R., Nucleonics 4, Nr. 2 (1949), S. 30 u. Nr. 3 (1949), S. 48 unter den Abschnitten „General Problem"; ferner Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 404 u. 405, New York 1955.

[2]) Hierzu s.: Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, Kap. 1.3, S. 417 bis 422, New York 1955.

der gesamte von den Neutronen durchlaufene Energiebereich in endlich viele Intervalle unterteilt und außerdem angenommen, daß die Neutronen innerhalb jeder Energiegruppe diffundieren, ohne dabei Energie zu verlieren. Erst wenn sie die zur Durchquerung der jeweiligen Gruppe im Mittel notwendige Zahl von Stößen erlitten haben, sollen sie plötzlich in die nächst tiefere Gruppe eintreten.

Die über den Energiebereich $E_{i-1} - E_i$ gemittelte Neutronenflußdichte

$$\Phi_i(\mathfrak{r}) = \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} \Phi(\mathfrak{r}, E')\, \mathrm{d}E' \tag{369}$$

in der i-ten Gruppe soll eine Lösung der stationären Diffusionsgleichung sein, die man in folgender Form anschreibt:

$$D_i\, \Delta \Phi_i(\mathfrak{r}) - \Sigma_{ai}\, \Phi_i(\mathfrak{r}) + q_{i-1}(\mathfrak{r}) - q_i(\mathfrak{r}) = 0 \qquad (i = 1, 2, \cdots, n). \tag{370}$$

Die hierin auftretenden sog. Gruppenkonstanten D_i und Σ_{ai} sind ebenfalls Mittelwerte über das Neutronenspektrum. Ausgehend von der Neutronenstromdichte, also der Anzahl der in der Zeiteinheit aus dem betrachteten Volumelement diffundierenden Neutronen, definiert man den Diffusionskoeffizienten D_i als

$$D_i = \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} D(E')\, \mathrm{grad}\, \Phi(\mathfrak{r}, E')\, \mathrm{d}E' / \mathrm{grad}\, \Phi_i, \tag{371}$$

während der Absorptionsquerschnitt Σ_{ai} mit der Flußdichte bzw. mit den Absorptionsprozessen in Zusammenhang steht:

$$\Sigma_{ai} = \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} \Sigma_a(E')\, \Phi(\mathfrak{r}, E')\, \mathrm{d}E' / \Phi_i. \tag{372}$$

Wenn an jedem Ort dasselbe Neutronenspektrum vorliegt, vereinfacht sich Gl. (371) zu

$$D_i = \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} D(E')\, \Phi(E')\, \mathrm{d}E' / \Phi_i. \tag{371a}$$

Die als Quelle bzw. Senke wirkende Bremsdichte q_i gibt an, wie viele Einstreuungen in die nächst tiefere Gruppe $(i + 1)$ je Zeit- und Volumeinheit stattfinden, und wird zunächst allgemein angesetzt als

$$q_i(\mathfrak{r}) = q(\mathfrak{r}, E_i) = \sum_{j=1}^{i} s_{ij}\, \Phi_j(\mathfrak{r}). \tag{373}$$

Wird das kontinuierliche Moderationsmodell der Alterstheorie zugrunde gelegt, so läßt sich dieser Ausdruck vereinfachen. Aus den Beziehungen zwischen Bremsdichte, asymptotischer Stoßzahl und Neutronenflußdichte, nämlich

$$q(\mathfrak{r}, u) = \xi\, \psi_0(\mathfrak{r}, u) = \xi\, \Sigma_s\, \Phi(\mathfrak{r}, E)\, \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}u} = E\, \xi\, \Sigma_s\, \Phi(\mathfrak{r}, E), \tag{374}$$

ergibt sich für die Stoßzahl in der i-ten Gruppe:

$$\int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} \Sigma_s(E')\, \Phi(\mathfrak{r}, E')\, \mathrm{d}E' = \Sigma_{si}\, \Phi_i = \frac{1}{\xi} \int\limits_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{q(\mathfrak{r}, u')}{E'}\, \mathrm{d}E' = \frac{q_i}{\xi} \ln\left(\frac{E_{i-1}}{E_i}\right). \tag{375}$$

Folglich beträgt die Rate der Neutronenübergänge zwischen der i-ten und $(i + 1)$-ten Gruppe

$$q_i = \frac{\xi\, \Sigma_{si}}{\ln\left(\frac{E_i - 1}{E_i}\right)}\, \Phi_i = \Sigma_{bri}\, \Phi_i, \tag{376}$$

wobei die Abkürzung Σ_{bri} als **Bremsquerschnitt** bezeichnet wird. In der Diffusionsgleichung für die erste Gruppe erscheint als Quellterm die Erzeugungsrate der schnellen Spaltneutronen:

$$q_0 = \frac{k_{\infty 0}}{p} \Sigma_{an} \Phi_n(\mathfrak{r}) = \varepsilon \bar{\nu} \Sigma_{sp} \Phi_n(\mathfrak{r}). \tag{377}$$

In der letzten, der n-ten Gruppe gibt es im Mittel keine Moderation mehr, falls die Gruppeneinteilung gerade so gewählt worden ist, daß diese Gruppe die thermischen Neutronen umfaßt; daher ist $q_n = 0$, d. h. $\Sigma_{brn} = 0$.

Dann lautet das zu lösende System von Differentialgleichungen zweiter Ordnung:

$$\begin{aligned} D_1 \Delta \Phi_1 - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1}) \Phi_1 + \frac{k_{\infty 0}}{p} \Sigma_{an} \Phi_n &= 0 \\ \vdots \qquad & \quad \vdots \\ D_i \Delta \Phi_i - (\Sigma_{ai} + \Sigma_{bri}) \Phi_i + \Sigma_{bri-1} \Phi_{i-1} &= 0 \\ \vdots \qquad & \quad \vdots \\ D_n \Delta \Phi_n - \Sigma_{an} \Phi_n + \Sigma_{an-1} \Phi_{n-1} &= 0. \end{aligned} \tag{378}$$

Ebenso wie bei der Eingruppen- bzw. Alters-Diffusionstheorie soll die Flußdichte Φ_i jeder Neutronengruppe aber auch der Wellengleichung (334) genügen. Außerdem wird wiederum angenommen, daß der Extrapolationsabstand energieunabhängig ist. Schließlich führen wir in Analogie zu Gl. (123) für jede Gruppe eine Diffusionslänge L_i ein:

$$L_i^2 = \frac{D_i}{\Sigma_{ai} + \Sigma_{bri}} = \frac{1}{\varkappa_i^2} \quad \text{und} \quad L_n^2 = \frac{D_n}{\Sigma_{an}} = \frac{1}{\varkappa_n^2}. \tag{379}$$

Somit entsteht aus Gl. (378) ein homogenes, lineares Gleichungssystem für die Φ_i, das dann und nur dann eine nichttriviale Lösung hat, wenn die Koeffizientendeterminante

$$\begin{vmatrix} -(\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1})(1 + L_1^2 \mathsf{B}_{g0}^2) & 0 & \dots 0 & \frac{k_{\infty 0}}{p} \Sigma_{an} \\ +\Sigma_{br1} & -(\Sigma_{a2} + \Sigma_{br2})(1 + L_2^2 \mathsf{B}_{g0}^2) & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & +\Sigma_{brn-1} & -\Sigma_{an}(1 + L_n^2 \mathsf{B}_{g0}^2) \end{vmatrix} = 0 \tag{380}$$

ist. Dies stellt eine Bedingung für den kritischen Multiplikationsfaktor $k_{\infty 0}$ dar. Nach den Rechenregeln über Determinanten erhält man zunächst

$$\Sigma_{an} \prod_{i=1}^{n-1} (\Sigma_{ai} + \Sigma_{bri})(1 + L_i^2 \mathsf{B}_{g0}^2)(1 + L_n^2 \mathsf{B}_{g0}^2) - \frac{k_{\infty 0}}{p} \Sigma_{an} \prod_{i=1}^{n-1} \Sigma_{bri} = 0 \tag{381}$$

und hieraus

$$k_{\infty 0} = p \left[\prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{\Sigma_{ai}}{\Sigma_{bri}}\right) \right] \left[\prod_{i=1}^{n} (1 + L_i^2 \mathsf{B}_{g0}^2) \right]. \tag{382}$$

Sofern die Energieintervall-Einteilung der ersten $(n-1)$-Gruppen so fein gewählt wird, daß immer nur eine einzige Resonanzstelle des absorbierenden Brennstoffs in einer Gruppe vorkommt, gilt für die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p die in Abschn. 3.2253 abgeleitete Formel (238). Wenn außerdem $\Sigma_{ai} < \Sigma_{bri}$, geht Gl. (238) bei Mittelung über den Energiebereich jeder Gruppe über in

$$p = \prod_i \left(1 - \frac{1}{\xi} \int_{E_i}^{E_{i-1}} \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_s(E') + \Sigma_a(E')} \frac{dE'}{E'} \right) \cong \prod_i \left[1 - \frac{\Sigma_{ai}}{\xi \Sigma_{si}} \ln \left(\frac{E_i}{E_{i-1}} \right) \right] = \prod_i \left(1 - \frac{\Sigma_{ai}}{\Sigma_{bri}} \right), \tag{383}$$

woraus folgt, daß unter den genannten Voraussetzungen

$$\prod_{i=1}^{n-1} \left(1 + \frac{\Sigma_{ai}}{\Sigma_{bri}} \right) \cong \frac{1}{p} \tag{384}$$

ist. Damit wird

$$k_{\infty 0} = \prod_{i=1}^{n} (1 + L_i^2 \mathsf{B}_{g0}^2). \tag{385}$$

Wie schon zuvor erwähnt worden ist, können wir diese Beziehung auch als eine Gleichung für die kritische materielle Flußwölbung $\mathsf{B}_m^2 = \mathsf{B}_{g0}^2$ auffassen, welche durch Wahl der Spaltstoffkonzentration erreicht werden muß. Beim Ausmultiplizieren der Klammerausdrücke in Gl. (384) berücksichtigen wir aber, daß der Leckverlust in jeder Gruppe bei feiner Energieunterteilung gering, d. h. daß $L_i^2\,\mathsf{B}_m^2 < 1$ sein wird, weshalb wir Glieder von höherer Ordnung als B_m^2 vernachlässigen können:

$$k_{\infty 0} = 1 + \mathsf{B}_m^2 \sum_{i=1}^{n} L_i^2, \tag{386}$$

somit:

$$\mathsf{B}_m^2 = \frac{k_{\infty 0} - 1}{\sum\limits_{i=1}^{n} L_i^2}. \tag{387}$$

Der Vergleich von Gl. (387) mit Gl. (365) bzw. Gl. (366) zeigt, daß die Wanderfläche nunmehr durch

$$M^2 = \sum_{i=1}^{n} L_i^2 = L_n^2 + \sum_{i=1}^{n-1} L_i^2 \tag{388}$$

gegeben ist und die Summe von $i = 1$ bis $(n - 1)$ die Rolle des Fermi-Alters übernimmt.

In diesem Zusammenhang erscheint es bemerkenswert, daß die für $k_{\infty 0}$ erhaltene Bedingung (382) auch aus der Reaktorgleichung (357) der Alters-Diffusionstheorie abgeleitet werden kann. Man braucht dazu nur für den Verschiebungskern $\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})$ statt des Gaußschen Bremskerns $q_{Pt}(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}})$ das Faltungsprodukt

$$\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|, \bar{\tau}_{\text{th}}) = \mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r}_{n-1} - \mathfrak{r}_0|, E_{n-1}) \tag{389}$$

$$= \int \mathrm{d}V_1 \frac{\Sigma_{br1}}{Q_{Pt}} \Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}_1 - \mathfrak{r}_0|) \ldots \int \mathrm{d}V_{n-2} \frac{\Sigma_{br\,n-2}}{Q_{Pt}} \Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}_{n-2} - \mathfrak{r}_{n-3}|) \cdot \frac{\Sigma_{br\,n-1}}{Q_{Pt}} \Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}_{n-1} - \mathfrak{r}_{n-2}|)$$

einzusetzen. Denn es ergibt sich gerade Gl. (382), wenn man die Fourier-Transformation auf Gl. (357) anwendet, weil

$$\mathcal{F}\{\Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}_i|)\} = \frac{Q_{Pt}}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{\exp\left[-\frac{|\mathfrak{r}_i|}{L_i} + \mathrm{i}\,\vec{\mathsf{B}}_{g0}\,\mathfrak{r}_i\right]}{(\Sigma_{ai} + \Sigma_{bri})\,L_i^2\,|\mathfrak{r}_i|}\,\mathrm{d}V_i = \frac{2\,Q_{Pt}}{\sqrt{2\pi}\,(\Sigma_{ai} + \Sigma_{bri})} \cdot \frac{1}{(1 + L_i^2\,\mathsf{B}_{g0}^2)} \tag{390}$$

und

$$\mathcal{F}\{\mathcal{P}_\infty(|\mathfrak{r}_{n-1}|; E_{n-1})\}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \cdot \frac{(2\pi)^{(n-1)/2}}{(2Q_{Pt})^{n-1}} \prod_{i=1}^{n-1} \Sigma_{bri}\,\mathcal{F}\{\Phi_{Pt}(|\mathfrak{r}_i|)\} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \cdot \frac{1}{\prod\limits_{i=1}^{n-1}\left(1 + \frac{\Sigma_{ai}}{\Sigma_{bri}}\right)(1 + L_i^2\,\mathsf{B}_{g0}^2)} \tag{390a}$$

ist. Der Unterschied der auf einem diskontinuierlichen Moderationsmodell beruhenden Mehrgruppentheorie zur Alters-Diffusionstheorie und zur Eingruppentheorie kommt also wiederum im Quellterm der Diffusionsgleichung (138) der thermischen Flußdichte zum Ausdruck.

Zusammenfassende und weiterführende Literatur:

Glasstone, S., u. Edlund, M. C., The Elements of Nuclear Reactor Theory, Kap. VII, S. 191 bis 224 u. Kap. XII, S. 345 bis 371. New York 1952. — Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, Kap. 1.4, S. 424 bis 465, New York 1955.

3.232 Der homogene thermische Reaktor mit Reflektor

3.232 1 Eingruppentheorie

In diesem Abschnitt wollen wir uns zunächst mit Hilfe der Eingruppentheorie darüber informieren, wieviel wir an kritischer Brennstoffmenge einsparen können, wenn wir den Reaktorkern mit einem Reflektor umgeben, weil dies offensichtlich zu einer Ver-

kleinerung des Neutronenleckverlustes führt. Nun ist nach Abschn. 3.2246 der Reflexionskoeffizient um so größer, je kleiner $\varkappa D = \sqrt{\Sigma_a D}$ ist. Daher wird der Reflektor um so wirksamer sein, je kleiner λ_{tr} ist, d. h. je näher zur Grenzfläche der beiden Reaktorzonen die Neutronen in den Kern zurückgestreut werden. Dann ist nämlich der Raumwinkel besonders groß, unter dem, vom Streuort im Reflektor aus gesehen, der Reaktorkern erscheint; außerdem ist die Wahrscheinlichkeit gering, daß ein Neutron absorbiert wird. Dies wird noch begünstigt, wenn auch Σ_a klein ist. Ferner ermöglicht der Reflektor eine bessere Brennstoffausnutzung, weil die thermische Neutronenflußdichte gegen den Rand des Reaktorkerns angehoben wird. Da die Ursache hierfür vor allem diejenigen Neutronen sind, die nach Einstreuung vom Reaktorkern erst in der Reflektorschicht an der Grenzfläche zwischen beiden Medien thermisch werden, kann dieser Effekt noch nicht im Rahmen der Eingruppentheorie vollständig zum Ausdruck kommen.

Die Eingruppen-Ausgangsgleichungen für den Kern (Index K) und den Reflektor (Index R) lauten:

$$D_K \, \Delta \Phi_K(\mathfrak{r}) + (k_{\infty K} - 1)\, \Sigma_{aK}\, \Phi_K(\mathfrak{r}) = 0, \tag{391}$$

$$D_R \, \Delta \Phi_R(\mathfrak{r}) - \Sigma_{aR}\, \Phi_R(\mathfrak{r}) = 0. \tag{392}$$

Hierbei ist angenommen worden, daß sich in der äußeren Reaktorschicht kein Brennstoff befindet. Offenbar enthält die allgemeine Lösung dieses Systems insgesamt vier noch näher zu bestimmende Koeffizienten. Diese müssen mit Hilfe der bereits diskutierten Randbedingungen

a) $D_K \operatorname{grad} \Phi_K = 0$ im Mittelpunkt des Kernes, (393)

b) $\Phi_K = \Phi_R$ } an der Grenzfläche zwischen (394)

c) $D_K \operatorname{grad} \Phi_K = D_R \operatorname{grad} \Phi_R$ } Kern und Reflektor, (395)

d) Φ_R bzw. $\Phi_K = 0$ am extrapolierten Reaktorrand (396)

eliminiert werden, damit die neue kritische Reaktorgröße und die vom Reflektor ermöglichte Ersparnis an kritischer Brennstoffmenge berechnet werden kann. Dies erläutern wir jetzt an folgenden Beispielen:

1. Gegeben ist ein kugelförmiger Reaktor mit R_0 als kritischem Radius bei fehlendem Reflektor; gesucht wird der kritische Radius R_K bzw. die Reflektorersparnis $\delta_R = R_0 - R_K$, wenn der Kern mit einem Reflektor von der Dicke T_R umgeben wird.

2. Gegeben ist ein als Quader ausgebildeter Reaktor mit a, b und H_K als Seitenlängen des Kerns; gesucht ist die kritische Höhe H_K zwischen der oberen und unteren Deckfläche, wenn sich an diese eine Reflektorschicht mit der Dicke T_R anschließt.

Reflektorersparnis eines kugelförmigen Reaktors

Mit den Bezeichnungen

$$L_K^2 = \frac{1}{\varkappa_K^2} = \frac{D_K}{\Sigma_{aK}} \quad \text{und} \quad L_R^2 = \frac{1}{\varkappa_R^2} = \frac{D_R}{\Sigma_{aR}} \tag{397}$$

und

$$\mathsf{B}_K^2 = \frac{k_{\infty K} - 1}{L_R^2} \tag{398}$$

und bei Berücksichtigung der Randbedingungen (393) und (396) ergibt sich aus Gl. (391) bzw. Gl. (392) zunächst

$$\Phi_K(r) = A_K \frac{\sin \mathsf{B}_K r}{r} \tag{399}$$

und

$$\Phi_R(r) = A_R \frac{\sinh \varkappa_R (R_K + T_R + d - r)}{r} \tag{400}$$

(A_K, A_R noch zu bestimmende Koeffizienten). Die Randbedingungen (394) und (395) führen auf

$$\varkappa_R A_K \sin \mathsf{B}_K R_K = A_R \sinh \varkappa_R (T_R + d), \tag{401}$$

$$\varkappa_R A_K D_K (R_K \mathsf{B}_K \cos \mathsf{B}_K R_K - \sin \mathsf{B}_K R_K) = -A_R D_R [\varkappa_R R_K \cosh \varkappa_R (T_R + d) + \sinh \varkappa_R (T_R + d)]. \tag{402}$$

Durch Division von Gl. (402) durch Gl. (401) und nach geringfügigem Umformen erhalten wir für den kritischen Radius R_K folgende transzendente Gleichung:

$$\cot \mathsf{B}_K R_K = \frac{1}{\mathsf{B}_K R_K}\left(1 - \frac{D_K}{D_R}\right) - \frac{D_K}{D_R \mathsf{B}_K L_R} \coth\left[\frac{1}{L_R}(T_R + d)\right]. \tag{403}$$

Zur Berechnung der Reflektorersparnis δ_R berücksichtigen wir, daß $R_K = R_0 - \delta_R = \pi/\mathsf{B}_K - \delta_R$. Weil $\mathsf{B}_K \delta_R$ eine kleine Zahl ist, gilt näherungsweise $\cot \mathsf{B}_K R_K = -\cot \mathsf{B}_K \delta_R \cong \frac{1}{\mathsf{B}_K \delta_R} + \frac{\mathsf{B}_K \delta_R}{3}$. Damit entsteht aus Gl. (403) eine quadratische Gleichung für δ_R mit der Lösung

$$\delta_R \cong \frac{1}{2}\left\{L_R \tanh\left(\frac{T_R + d}{L_R}\right) + R_0 - \sqrt{\left[L_R \tanh\left(\frac{T_R + d}{L_R}\right) + R_0\right]^2 - 4 R_0 L_R \frac{D_K}{D_R} \tanh\left(\frac{T_R + d}{L_R}\right)}\right\}. \tag{404}$$

Sofern der Reaktorkern nur wenig Brennstoff enthält und aus dem gleichen Moderator wie der Reflektor besteht, ist $D_K \cong D_R$, so daß sich δ_R einfacher aus Gl. (403) berechnen läßt:

$$\delta_R \cong \frac{D_K L_R}{D_R} \tanh\left(\frac{T_R + d}{L_R}\right). \tag{405}$$

Hieraus können wir folgende Schlüsse ziehen: Falls die Dicke T_R kleiner als die thermische Diffusionslänge L_R des Reflektors ist, beträgt

$$\delta_R \cong \frac{D_K T_R}{D_R}; \tag{406}$$

d. h. die Reflektorersparnis wird in Übereinstimmung mit der oben angestellten Überlegung um so größer, je kleiner D_R bzw. $\bar{\lambda}_{trR}$ ist. Wenn dagegen $T_R \gg L_R$, ergibt sich aus Gl. (405) eine obere Grenze für δ_R von der Größenordnung der Diffusionslänge, nämlich

$$\delta_R \cong \frac{D_K}{D_R} L_R = \frac{D_K}{\sqrt{\Sigma_{aR} D_R}}; \tag{407}$$

mit anderen Worten: Von einer bestimmten Dicke $T_{R\infty}$ an wirkt der Reflektor so, als ob er unendlich dick wäre. Nach der Eingruppentheorie wird man daher keine weitere Verkleinerung des Reaktorkernes erzielen können, wenn man den Reflektor dicker als $T_{R\infty}$ machen würde. Wie nicht anders zu erwarten, fällt δ_R außerdem um so besser aus, je kleiner Σ_{aR} ist.

Kritische Höhe eines quaderförmigen, teilweise mit Reflektor umgebenen Reaktors.

Um die kritische Höhe H_K des vorgegebenen quaderförmigen Reaktors zu berechnen, löst man die Wellengleichung für die thermische Flußdichte Φ_K im Kern in der üblichen Weise mit Hilfe eines Produktansatzes. Legt man die Achsen eines rechtwinkeligen Koordinatensystems durch die Mittelpunkte der Deckflächen des Reaktorkernes und setzt man die geometrische Flußwölbung

$$\mathsf{B}_K^2 = \mathsf{B}_x^2 + \mathsf{B}_y^2 + \mathsf{B}_z^2, \tag{408}$$

so erhält man

$$\Phi_K(x, y, z) = A_K \cos(\mathsf{B}_x x) \cos(\mathsf{B}_y y) \cos(\mathsf{B}_z z), \tag{409}$$

wobei die Flußwölbungskomponenten

$$B_x^2 = \left(\frac{\pi}{a + 2d}\right)^2 \quad (410) \qquad \text{und} \qquad B_y^2 = \left(\frac{\pi}{b + 2d}\right)^2 \quad (411)$$

sein müssen, damit die Randbedingung (396) auch an den unreflektierten Oberflächen des Reaktors erfüllt ist.

Abgesehen von Randstörungen wird der von x und y abhängige Flußdichteverlauf in der Reflektorschicht derselbe wie im Reaktorkern sein. Somit muß der z-abhängige Anteil Z_R von Φ_R folgender Gleichung genügen:

$$\frac{d^2 Z_R}{d z^2} - (\varkappa_R^2 + B_x^2 + B_y^2) Z_R = \frac{d^2 Z_R}{d z^2} - \varkappa_z^2 Z_R = 0 , \tag{412}$$

so daß sich bei Berücksichtigung von Randbedingung (396) für Φ_R ergibt

$$\Phi_R(x,y,z) = A_R \cos(B_x x) \cos(B_y y) \sinh\left[\varkappa_z\left(\frac{H_K}{2} + T_R + d - z\right)\right] . \tag{413}$$

An den Grenzflächen $z = \pm H_K/2$ müssen Flußdichte und Neutronenstromdichte stetig sein; mithin:

$$A_K \cos\left(B_z \frac{H_K}{2}\right) = A_R \sinh\left[\varkappa_z (T_R + d)\right] , \tag{414}$$

$$A_K D_K B_z \sin\left(B_z \frac{H_K}{2}\right) = A_R D_R \varkappa_z \cosh\left[\varkappa_z (T_R + d)\right] . \tag{415}$$

Die kritische Gleichung ist der Quotient von Gl. (413) und Gl. (414):

$$\cot\left(B_z \frac{H_K}{2}\right) = \frac{D_K B_z}{D_R \varkappa_z} \tanh\left[\varkappa_z (T_R + d)\right] . \tag{416}$$

Weil wir hieraus nach Einführung der Reflektorersparnis δ_R bezüglich der Reflektorwirkung dieselben Schlüsse wie aus Gl. (405) ziehen können, wollen wir auf eine Wiederholung der obigen Überlegungen verzichten. Statt dessen wollen wir zeigen, daß die lineare Extrapolationslänge d der z-Komponente der thermischen Flußdichte im Fall eines dicken Reflektors von $0{,}71\,\bar{\lambda}_{tr}$ auf etwa L_R anwächst. Auf Grund von Gl. (129) errechnet sich d aus:

$$\frac{1}{d} = + \frac{d \ln \Phi_R}{dz}\bigg|_{z = \frac{H_K}{2}} = B_z \tan\left(\frac{B_z H_K}{2}\right) . \tag{417}$$

Falls wiederum $D_K \cong D_R$, ergibt sich mit Hilfe von Gl. (411)

$$d \cong \frac{1}{\varkappa_z} \cong L_R . \tag{418}$$

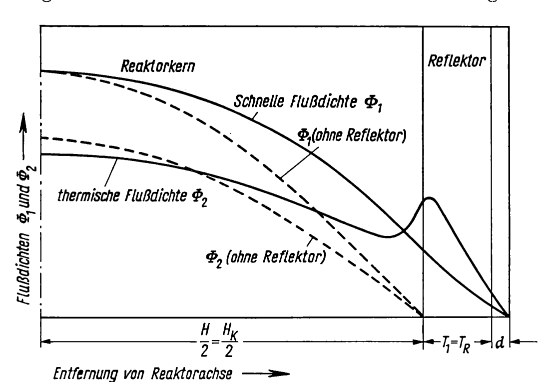
Da im allgemeinen $L_R \gg \bar{\lambda}_{tr}$ ist (z. B. bei Graphit $\bar{\lambda}_{tr} \cong 2$ cm, $L_R \cong 50$ cm), hat dies zur Folge, daß die thermische Neutronenflußdichte in einem von einem Reflektor umgebenen Reaktorkern stärker als im reflektorlosen Fall abgeflacht wird und daß deshalb auf diese Weise ein gleichmäßigerer Brennstoffabbrand erzielt werden kann.

3.232 2 Zweigruppentheorie

Die Ergebnisse, welche die Eingruppentheorie für die Reflektorersparnis δ_R liefert, können den Anforderungen nicht genügen, die an die Genauigkeit der berechneten kritischen Reaktorabmessungen gestellt werden müssen. Die Eingruppentheorie unterschätzt nämlich die Wirksamkeit des Reflektors, weil sie nicht zwischen schnellen und thermischen Neutronen unterscheidet und dabei folgendes vernachlässigt. Die in den Reflektor eingestreuten schnellen Neutronen haben eine größere Rückstreuwahrscheinlichkeit als thermische Neutronen, da sie noch einige Stöße machen müssen, bis sie thermisch werden. Wenn aber die Abbremsung im Reflektor vor sich geht, findet kein Resonanzeinfang statt. Beide Effekte führen zu einer Verbesserung der Neutronen-

bilanz; diese kommt in einer ausgeprägten Abflachung der thermischen Flußdichte zum Ausdruck (s. Fig. **459.1**).

Da die Alters-Diffusionstheorie zur Berechnung der kritischen Reaktorgröße ausscheidet, denn ihre Erweiterung auf Reaktoren mit Reflektor bereitet zu große Schwierigkeiten[1]), wollen wir jetzt mit Hilfe der Zweigruppentheorie die kritische Gleichung für einen thermischen Reaktor ableiten, der aus mehreren, in sich homogenen und symmetrisch angeordneten Schichten besteht. Das hierbei benutzte Verfahren[2]) kann auch auf eine größere Anzahl von Gruppen verallgemeinert werden[3]). Dies ist jedoch gewöhnlich nur bei solchen Reaktoren erforderlich, die sehr kleine Abmessungen haben bzw. bei denen die Mehrzahl der Spaltungen bei höherer als thermischer Energie erfolgt (s. 3.237).



459.1 Schematischer Verlauf der schnellen und thermischen Flußdichte in einem Reaktor mit Reflektor nach der Zweigruppentheorie. Zum Vergleich sind die Flußdichten auch für den Reaktor ohne Reflektor bei gleicher Normierung der schnellen Flußdichte gezeichnet.

Zur ersten Gruppe sollen die nichtthermischen Neutronen, zur zweiten die thermischen gehören. Als untere Grenze der ersten Gruppe wählen wir wie bei Gl. (213) diejenige Energie E_b, bei der die asymptotische $1/E$-Verteilung der epithermischen Neutronenflußdichte in das thermische Maxwell-Spektrum übergeht. Die Ausgangsgleichungen für jede Schicht ($l = 1, 2, \ldots n$) lauten:

$$D_{1l}\,\Delta\Phi_{1l} - (\Sigma_{a1l} + \Sigma_{br1l})\,\Phi_{1l} + \frac{k_{\infty l}}{p_l}\,\Sigma_{a2l}\,\Phi_{2l} = D_{1l}\,\Delta\Phi_{1l} - D_{1l}\,\varkappa_{1l}^2\,\Phi_{1l} + \frac{k_{\infty l}}{p_l}\,D_{2l}\,\varkappa_{2l}^2\,\Phi_{2l} = 0\,, \tag{419}$$

$$D_{2l}\,\Delta\Phi_{2l} - \Sigma_{a2l}\,\Phi_{2l} + \Sigma_{br1l}\,\Phi_{1l} = D_{2l}\,\Delta\Phi_{2l} - D_{2l}\,\varkappa_{2l}^2\,\Phi_{2l} + \frac{D_{1l}\,\varkappa_{1l}^2\,\Phi_{1l}}{(1 + \Sigma_{a1l}/\Sigma_{br1l})} = 0\,. \tag{420}$$

Der Multiplikationsfaktor $k_{\infty l}$ der l-ten Schicht errechnet sich aus der Vier-Faktor-Formel [Gl. (25)]; falls sich kein Brennstoff in der betreffenden Reaktorzone befindet, ist $k_{\infty l} = 0$. Wenn während der Abbremsung nur wenig oder gar keine Resonanzabsorption erfolgt, vereinfachen sich obige Gleichungen zu

$$D_{1l}\,\Delta\Phi_{1l} - D_{1l}\,\varkappa_{1l}^2\,\Phi_{1l} + k_{\infty l}\,D_{2l}\,\varkappa_{2l}^2\,\Phi_{2l} = 0, \tag{421}$$

$$D_{2l}\,\Delta\Phi_{2l} - D_{2l}\,\varkappa_{2l}^2\,\Phi_{2l} + D_{1l}\,\varkappa_{1l}^2\,\Phi_{1l} = 0. \tag{422}$$

Auch für den Fall stärkeren Resonanzeinfangs kann man diese Form des Gleichungssystems mit guter Näherung beibehalten. Um das zu zeigen, multipliziert man Gl. (419) mit p_l und wählt als neue Unbekannte $p_l\,\Phi_{1l}$ statt Φ_{1l}; der einzige Fehler entsteht im

[1]) Hierzu s.: Woldringh, H. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 440, P/937; — Locke, G., Atomkernenergie **2** (1957), 467.

[2]) Nach Garabedian, H. L., u. Householder, A. S., MonP-246 (1947) (AECD-3585); s. auch Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, Kap. 1.4. S. 465 bis 470, New York 1955; oder Schmid, P., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 444, P/916.

[3]) Hierzu s.: Ehrlich, R., u. Hurwitz Jr., H., Nucleonics **12**, Nr. 2 (1954), 23.

letzten Glied von Gl. (420) durch die Abweichung zwischen $1/p_l$ und $(1 + \Sigma_{a1l}/\Sigma_{br1l})$ [s. Gl. (384)]. Die im vorigen Abschnitt aufgeführten Randbedingungen [Gl. (393) bis Gl. (396)] gelten nunmehr sowohl für Φ_1 als auch für Φ_2; die extrapolierte Reaktorgrenze soll für beide Flußdichten dieselbe sein.

Auflösung der Zweigruppengleichungen

Wir versuchen jetzt, eine Lösung des oben angegebenen Systems [Gl. (421) bzw. Gl. (422)] zu finden, indem wir für die Flußdichten Φ_{1l} und Φ_{2l} jeder Schicht eine Linearkombination von Lösungen der Diffusionsgleichung eines nicht-multiplizierenden Mediums ansetzen:

$$(\Delta - \mu^2)\, y = 0. \tag{423}$$

Dabei steht der Laplace-Operator mit r als Ortskoordinate für

$$\Delta = \frac{1}{r^s} \frac{d^2}{dr^2} r^s = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{s}{r} \frac{d}{dr}, \tag{424}$$

worin $s = \left.\begin{matrix} 0 \\ 1 \\ 2 \end{matrix}\right\}$ für $\begin{matrix} \text{unendliche Platte,} \\ \text{unendliche Kreiszylinder,} \\ \text{Kugel} \end{matrix}$

ist. Demnach können folgende orthogonale Funktionen y_1 bis y_4 im Lösungsansatz vorkommen ($I_0(x)$ = modifizierte Bessel-Funktion, $K_0(x)$ = modifizierte Hankel-Funktion, $Y_0(x)$ = Neumann-Funktion; vgl. 3.2243):

s	μ reell $y_{1,3}$	$y_{2,4}$	$\Delta_w(r)$	μ imaginär y_3	y_4	$\Delta_w(r)$
0	$\cosh \mu r$	$\sinh \mu r$	$+\mu$	$\cos \mu r$	$\sin \mu r$	$+\mu$
1	$I_0(\mu r)$	$K_0(\mu r)$	$+\frac{1}{r}$	$J_0(\mu r)$	$Y_0(\mu r)$	$-\frac{2}{\pi r}$
2	$\frac{\sinh \mu r}{\mu r}$	$\frac{\cosh \mu r}{\mu r}$	$-\frac{1}{r^2}$	$\frac{\sin \mu r}{\mu r}$	$-\frac{\cos \mu r}{\mu r}$	$+\frac{1}{r^2}$

(425)

Hierin ist der Vollständigkeit halber auch die Wronski-Determinante

$$\Delta_w(r) = y_{\substack{1\\3}} \cdot y_{\substack{2\\4}}' - y_{\substack{1\\3}}' y_{\substack{2\\4}} \tag{426}$$

aufgeführt.

Setzt man Gl. (423) in Gl. (421) bzw. Gl. (422) ein, so ergibt sich ein lineares, homogenes Gleichungssystem für Φ_{1l} und Φ_{2l}. Dieses besitzt dann und nur dann eine nichttriviale Lösung, wenn der Eigenwert μ_l folgender Gleichung genügt:

$$\begin{vmatrix} \varkappa_1 l^2 - \mu_l^2 & -k_{\infty l} \varkappa_2 l^2 \\ -\varkappa_1 l^2 & \varkappa_2 l^2 - \mu_l^2 \end{vmatrix} = (\varkappa_1 l^2 - \mu_l^2)(\varkappa_2 l^2 - \mu_l^2) - k_{\infty l} \varkappa_1 l^2 \varkappa_2 l^2 = 0; \tag{427}$$

mithin:

$$\mu_{\text{I, II}, l}^2 = \frac{1}{2}\left[(\varkappa_1 l^2 + \varkappa_2 l^2) \pm \sqrt{(\varkappa_1 l^2 + \varkappa_2 l^2)^2 + 4 \varkappa_1 l^2 \varkappa_2 l^2 (k_{\infty l} - 1)}\,\right]. \tag{428}$$

In der inneren Reaktorzone ist $k_{\infty l} > 1$, d. h. eine Gruppe von Wurzeln ist reell: $\mu_{\text{I},l}^2 > 0$, die andere imaginär: $\mu_{\text{II},l}^2 < 0$. Wenn $k_{\infty 0} = 0$ ist, findet man dagegen $\mu_{\text{I,II},l} = \pm \varkappa_{1l}$ und $\pm \varkappa_{2l}$. Auch für $k_{\infty l} < 1$ gibt es nur reelle Wurzeln von Gl. (427).

Im Sonderfall $k_{\infty l} = 1$ sind die in (425) aufgeführten Funktionen teilweise nicht mehr linear-unabhängig, weil zwei Wurzeln null werden. Während der linke Teil von

(425) mit $\mu_{\mathrm{I}\,l}^2 = +(\varkappa_{1\,l}^2 + \varkappa_{2\,l}^2)$ bestehen bleibt, tritt an die Stelle des rechten Teiles von (425) folgendes:

s	$\mu_{\mathrm{II}} = 0$ y_3	y_4	$\Delta_w(r)$
0	1	r	$+1$
1	1	$\ln r$	$+\frac{1}{r}$
2	1	$\frac{1}{r}$	$-\frac{1}{r^2}$

(429)

Aufstellung der kritischen Gleichung

Zur Bestimmung der kritischen Abmessungen bzw. der kritischen Brennstoffmenge bedient man sich am besten des Matrizenkalküls. Mit Hilfe der Substitutionen

$$\mathfrak{J}_{1\,l} = D_{1\,l} \nabla \Phi_{1\,l} \tag{430}$$

und

$$\mathfrak{J}_{2\,l} = D_{2\,l} \nabla \Phi_{2\,l} \tag{431}$$

bringen wir Gl. (421) bzw. Gl. (422) zunächst auf Matrixform:

$$\nabla \mathfrak{y}_l = \begin{pmatrix} \nabla \Phi_{1l} \\ \nabla \Phi_{2l} \\ \nabla \mathfrak{J}_{1l} \\ \nabla \mathfrak{J}_{2l} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{D_{1l}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{D_{2l}} \\ D_{1l}\varkappa_{1l}^2 & -D_{2l}\varkappa_{2l}^2 k_{\infty l} & 0 & 0 \\ -D_{1l}\varkappa_{1l}^2 & D_{2l}\varkappa_{2l}^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_{1l} \\ \Phi_{2l} \\ \mathfrak{J}_{1l} \\ \mathfrak{J}_{2l} \end{pmatrix} = \mathfrak{M}_l\, \mathfrak{y}_l. \tag{432}$$

Sodann schreiben wir die Lösung dieser Gleichung in folgender Form an:

$$\mathfrak{y}_l(r) = \begin{pmatrix} y_{1\,l} & y_{2\,l} & y_{3\,l} & y_{4\,l} \\ S_{\mathrm{I}\,l}\, y_{1\,l} & S_{\mathrm{I}\,l}\, y_{2\,l} & S_{\mathrm{II}\,l}\, y_{3\,l} & S_{\mathrm{II}\,l}\, y_{4\,l} \\ D_{1\,l} \nabla y_{1\,l} & D_{1\,l} \nabla y_{2\,l} & D_{1\,l} \nabla y_{3\,l} & D_{1\,l} \nabla y_{4\,l} \\ D_{2\,l} S_{\mathrm{I}\,l} \nabla y_{1l} & D_{2\,l} S_{\mathrm{I}\,l} \nabla y_{2\,l} & D_{2\,l} S_{\mathrm{II}\,l} \nabla y_{3\,l} & D_{2\,l} S_{\mathrm{II}\,l} \nabla y_{4\,l} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{1\,l} \\ c_{2\,l} \\ c_{3\,l} \\ c_{4\,l} \end{pmatrix} = \mathfrak{Y}_l(r)\, \mathfrak{C}_l. \tag{433}$$

Um die Matrix $\mathfrak{Y}_l(r)$ abzuleiten, denkt man sich zunächst die Eigenwerte $\mu_{\mathrm{I}\,l}$ und $\mu_{\mathrm{II}\,l}$ aus Gl. (428) ermittelt. Danach setzt man die aus (425) bzw. (429) zu entnehmenden dazugehörigen Fundamentallösungen $y_{1\,l}(\mu_{\mathrm{I}\,l}\, r)$, $y_{2\,l}(\mu_{\mathrm{I}\,l}\, r)$, $y_{3\,l}(\mu_{\mathrm{II}\,l}\, r)$ bzw. $y_{4\,l}(\mu_{\mathrm{II}\,l}\, r)$ in Gl. (432) ein. Mit Hilfe von Gl. (421), Gl. (423) bzw. Gl. (427) erhält man die sog. Kopplungskoeffizienten als Verhältnis der thermischen zur schnellen Flußdichte:

$$S_{\mathrm{I,II},\,l} = \frac{D_{1\,l}}{D_{2\,l}} \cdot \frac{\left(\varkappa_{1l}^2 - \mu_{\mathrm{I,II},\,l}^2\right)}{\varkappa_{2\,l}^2\, k_{\infty\,l}} = \frac{D_{1\,l}}{D_{2\,l}} \cdot \frac{\varkappa_{1\,l}^2}{\left(\varkappa_{2l}^2 - \mu_{\mathrm{I,II},\,l}^2\right)}. \tag{434}$$

Die Kopplungskoeffizienten müssen mit p_l multipliziert werden, wenn $\Phi_{1\,l}$ statt $p_l \Phi_{1\,l}$ bestimmt werden soll. Da $\mathfrak{Y}_l(r)$ regulär ist, existiert auch die inverse Matrix $\mathfrak{Y}_l^{-1}(r)$. Zur Berechnung der Koeffizientenmatrix $\mathfrak{C}_l$ werden die Randbedingungen Gl. (393) bis Gl. (396) ausgenutzt. Die Dicke der innersten Reaktorzone betrage H; die l-te Zone liege zwischen $R_{l-1} \leqq R_l = R_{l-1} + T_l$, wobei $R_0 = T_0 = H/2$ ist. Wegen Gl. (394) bzw. Gl. (396) gilt z. B.:

$$\mathfrak{Y}_1\left(\frac{H}{2}\right)\mathfrak{C}_1 = \mathfrak{Y}_2\left(\frac{H}{2}\right)\mathfrak{C}_2 \quad \text{und} \quad \mathfrak{Y}_l(R_l)\,\mathfrak{C}_l = \mathfrak{Y}_{l+1}(R_l)\,\mathfrak{C}_{l+1}. \tag{435}$$

Aus den insgesamt n Gleichungen dieser Art läßt sich die Koeffizientenmatrix $\mathfrak{C}_n$ bestimmen, wenn nur $\mathfrak{C}_1$ bekannt ist; dazu multipliziert man von rechts mit den inversen Matrizen $\mathfrak{Y}_l^{-1}(R_{l-1})$:

$$\mathfrak{C}_n = \mathfrak{Y}_n^{-1}(R_{n-1})\,\mathfrak{Y}_{n-1}(R_{n-1})\,\mathfrak{Y}_{n-1}^{-1}(R_{n-2})\cdots\mathfrak{Y}_2^{-1}\left(\frac{H}{2}\right)\mathfrak{Y}_1\left(\frac{H}{2}\right)\mathfrak{C}_1. \tag{436}$$

Um die Randbedingungen [Gl. (393) und Gl. (396)] zu verwerten, zerlegen wir die 4×4-Matrizen $\mathfrak{Y}_1$ und $\mathfrak{Y}_n$ in zwei 2×4-Matrizen:

$$\mathfrak{Y}_1 = \begin{pmatrix}\mathfrak{Y}_{11}\\ \mathfrak{Y}_{12}\end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \mathfrak{Y}_n = \begin{pmatrix}\mathfrak{Y}_{n1}\\ \mathfrak{Y}_{n2}\end{pmatrix}. \tag{437}$$

Dann muß im Zentrum des Reaktors

$$\mathfrak{Y}_{12}(0)\,\mathfrak{C}_1 = 0 \tag{438}$$

und am extrapolierten Reaktorrand

$$\mathfrak{Y}_{n1}(R_n + d)\,\mathfrak{C}_n = \begin{pmatrix} y_{1n} & y_{2n} & y_{3n} & y_{4n} \\ S_{\mathrm{I}n}\,y_{1n} & S_{\mathrm{I}n}\,y_{2n} & S_{\mathrm{II}n}\,y_{3n} & S_{\mathrm{II}n}\,y_{4n}\end{pmatrix} = 0 \tag{439}$$

sein. Gl. (438) hat zur Folge, daß die Komponenten c_{21} und c_{41} der Matrix $\mathfrak{C}_1$ verschwinden, wenn wir wie in (425) die unsymmetrischen Fundamentallösungen mit y_{21} und y_{41} bezeichnen. Dasselbe wird aber auch durch Streichung der zweiten und vierten Spalte von $\mathfrak{Y}_1$ erreicht, so daß sich $\mathfrak{Y}_1$ auf folgende 4×2-Matrix reduziert:

$$\mathfrak{Y}_1 = \begin{pmatrix} y_{11} & y_{31} \\ S_{\mathrm{I}1}\,y_{11} & S_{\mathrm{II}1}\,y_{31} \\ D_{11}\,\nabla y_{11} & D_{11}\,\nabla y_{31} \\ D_{21}\,S_{\mathrm{I}1}\,\nabla y_{11} & D_{21}\,S_{\mathrm{II}1}\,\nabla y_{31}\end{pmatrix}. \tag{440}$$

Diese Reduktion wird auch in Gl. (436) vorgenommen. Multipliziert man jetzt Gl. (436) mit $\mathfrak{Y}_n(R_n + d)$ und berücksichtigt Gl. (439), so ergibt sich ein lineares homogenes Gleichungssystem für die beiden übrig gebliebenen Komponenten c_{11} und c_{31} der Matrix $\mathfrak{C}_1$. Eine nichttriviale Lösung hiervon existiert aber nur dann, wenn die aus zwei Zeilen bzw. Spalten bestehende Koeffizientendeterminante

$$\left|\mathfrak{Y}_{n1}(R_n + d)\,\mathfrak{Y}_n^{-1}(R_{n-1})\,\mathfrak{Y}_{n-1}(R_{n-1})\,\mathfrak{Y}_{n-1}^{-1}(R_{n-2})\cdots\mathfrak{Y}_2^{-1}\left(\frac{H}{2}\right)\mathfrak{Y}_1\left(\frac{H}{2}\right)\right| = 0 \tag{441}$$

ist. Dies liefert uns eine transzendente Gleichung für die kritische Dicke H der innersten Reaktorzone. Gl. (441) stellt daher gerade die gesuchte kritische Bedingung eines thermischen Reaktors dar, wenn dieser aus n symmetrisch angeordneten und in sich homogenen Schichten besteht.

Bevor wir darauf eingehen, wie man Gl. (441) praktisch löst, wollen wir zur Erleichterung der später notwendig werdenden Rechenarbeit das Matrixprodukt $\mathfrak{Y}_l(R_l)\,\mathfrak{Y}_l^{-1}(R_{l-1})$ für einen als Platte ausgebildeten Reaktor angeben. In diesem Fall hat nämlich das Diffgl. System (432) konstante Koeffizienten. Folglich ändert sich die Matrix $\mathfrak{Y}_l(r)$ nach Anwendung der Koordinatentransformation $r' = r - R_{l-1}$ nicht; es ist daher

$$\mathfrak{Y}_l(R_l)\,\mathfrak{Y}_l^{-1}(R_{l-1}) = \mathfrak{Y}_l(T_l)\,\mathfrak{Y}_l^{-1}(0). \tag{442}$$

Unabhängig davon, ob in $\mathfrak{Y}_l$ neben Lösungen aus (425) auch solche aus (429) vorkommen, gilt dann $y_{1l}(0) = y_{3l}(0) = 1$, $y_{1l}'(0) = y_{3l}'(0) = 0$ und $y_{2l}(0)/y_{2l}'(0) = y_{4l}(0)/y_{4l}'(0) = 0$. Damit wird

$$\mathfrak{Y}_l^{-1}(0) = \frac{1}{S_{\mathrm{II}l} - S_{\mathrm{I}l}}\begin{pmatrix} S_{\mathrm{II}l} & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{\mathrm{II}l}/[D_{1l}\,y_{2l}'(0)] & -1/[D_{2l}\,y_{2l}'(0)] \\ -S_{\mathrm{I}l} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -S_{\mathrm{I}l}/[D_{1l}\,y_{4l}'(0)] & 1/[D_{2l}\,y_{4l}'(0)]\end{pmatrix} \tag{443}$$

und

$$\mathfrak{Y}_l(T_l)\,\mathfrak{Y}_l^{-1}(0) = \frac{1}{S_{IIIl} - S_{Il}} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} S_{IIIl}\,y_{1l} - S_{Il}\,y_{3l} & -y_{1l} + y_{3l} & \frac{1}{D_{1l}}\left(\frac{S_{IIIl}\,y_{2l}}{y_{2l}'(0)} - \frac{S_{Il}\,y_{4l}}{y_{4l}'(0)}\right) & \frac{1}{D_{2l}}\left(-\frac{y_{2l}}{y_{2l}'(0)} + \frac{y_{4l}}{y_{4l}'(0)}\right) \\ S_{Il}S_{IIIl}(y_{1l} - y_{3l}) & -S_l\,y_{1l} + S_{IIIl}\,y_{3l} & \frac{S_{Il}S_{IIIl}}{D_{1l}}\left(\frac{y_{2l}}{y_{2l}'(0)} - \frac{y_{4l}}{y_{4l}'(0)}\right) & \frac{1}{D_{2l}}\left(-\frac{S_{Il}\,y_{2l}}{y_{2l}'(0)} + \frac{S_{IIIl}\,y_{4l}}{y_{4l}'(0)}\right) \\ D_{1l}(S_{IIIl}\,y_{1l}' - S_{Il}\,y_{3l}') & D_{1l}(-y_{1l}' + y_{3l}') & \frac{S_{IIIl}\,y_{2l}'}{y_{2l}'(0)} - \frac{S_{Il}\,y_{4l}'}{y_{4l}'(0)} & \frac{D_{1l}}{D_{2l}}\left(-\frac{y_{2l}'}{y_{2l}'(0)} + \frac{y_{4l}'}{y_{4l}'(0)}\right) \\ D_{2l}S_{Il}S_{IIIl}(y_{1l}' - y_{3l}') & D_{2l}(-S_{Il}\,y_{1l}' + S_{IIIl}\,y_{3l}') & \frac{S_{Il}S_{IIIl}D_{2l}}{D_{1l}}\left(\frac{y_{2l}'}{y_{2l}'(0)} - \frac{y_{4l}'}{y_{4l}'(0)}\right) & -\frac{S_{Il}\,y_{2l}'}{y_{2l}'(0)} + \frac{S_{IIIl}\,y_{4l}'}{y_{4l}'(0)} \end{pmatrix}. \tag{444}$$

Die Funktionen y_{1l} bis y_{4l} sind hierbei an der Stelle T_l zu nehmen, soweit nichts anderes angegeben ist. Die beschriebene Vereinfachung des Matrixproduktes $\mathfrak{Y}_l(R_l)\,\mathfrak{Y}_l^{-1}(R_{l-1})$ ist im Prinzip auch bei einer Kugel möglich[1]), wenn man y_{1l} bis y_{4l} mit r multipliziert und die neuen Funktionen als Fundamentalsystem auffaßt. Dann sind die Gln. (433)—(441) entsprechend abzuändern.

Auflösung der kritischen Gleichung nach der kritischen Dicke oder Brennstoffmenge

Wir beschreiben zunächst den Rechengang[2]) für den Fall, daß der zu untersuchende Reaktor entweder eine Kugel oder eine Platte mit endlicher Dicke bzw. ein Kreiszylinder mit endlichem Radius, aber sonst unendlichen Abmessungen ist. Zuerst müssen für jede Schicht die Gruppenkonstanten D_{1l} und D_{2l} nach Gl. (371) bzw. $\varkappa_{1l}$ und $\varkappa_{2l}$ nach Gl. (372), Gl. (376) und Gl. (379) und der Multiplikationsfaktor $k_{\infty l}$ nach Gl. (25) bestimmt werden. Auf die Berechnung der einzelnen Größen in der Vierfaktorformel [Gl. (25)] wird in den nächsten Abschnitten 3.233 bis 3.235 eingegangen, soweit dies nicht schon geschehen ist (s. Abschn. 3.213 und 3.225). Wie man sieht, muß man außer den Wirkungsquerschnittskurven die Energieabhängigkeit der Neutronenflußdichte kennen, um die oben genannten Formeln anwenden zu können. Meistens ist die Energieabhängigkeit nicht genau bekannt; dann muß man sich entweder auf gemessene Mittelwerte stützen oder mit der Annahme behelfen, daß die schnelle Flußdichte $\Phi_1(E)$ proportional zu $1/E$ ist und die thermische Flußdichte $\Phi_2(E)$ der Maxwell-Verteilung [Gl. (14)] gehorcht. Rezepte zur näherungsweisen praktischen Berechnung von Gruppenkonstanten vor allem bei heterogenen Reaktoren haben Deutsch, Murray und andere Autoren[3]) angegeben.

Nachdem man diese etwas mühsame Aufgabe bewältigt hat, ermittelt man für jede Schicht die Eigenwerte $\mu_{I,l}$ und $\mu_{II,l}$ aus Gl. (428). Danach sucht man sich aus (425) bzw. (429) die entsprechenden Fundamentallösungen y_{1l} bis y_{4l} heraus, mit denen man die Matrizen $\mathfrak{Y}_1(H/2)$ [Gl. (440)], $\mathfrak{Y}_n(R_n + d)$ [Gl. (439)], $\mathfrak{Y}_l^{-1}(R_{l-1})$ bzw. $\mathfrak{Y}_l(R_l)$ und, wenn möglich, sogleich $\mathfrak{Y}_l(T_l)\,\mathfrak{Y}_l^{-1}(0)$ [Gl. (444)] bilden und die kritische Gleichung (441) aufstellen kann. In dieser ist die gesuchte kritische Dicke H der innersten Reaktorzone in folgenden transzendenten Funktionen enthalten:

---

[1]) S. bei Garabedian, H. L., u. Householder, A. S., MonP-246 (1947) (AECD-3585).

[2]) Hierzu s. auch Murray, R. L., Nuclear Reactor Physics, Englewood Cliffs 1957, Kap. 5, S. 110 bis 144.

[3]) Deutsch, R. W., Nucleonics 15, Nr. 1 (1957), 47. — Murray, R. L., Nuclear Reactor Physics, Englewood Cliffs 1957, S. 121 bis 126. — Petrie, C. D., Storm, M. L., u. Zweifel, P. F., Nucl. Sci. Eng. 2 (1957), 728 (für die thermische Neutronengruppe bei wasserstoffhaltigen Gemischen).

Geometrie	y_{11}	y_{11}'	y_{31}	y_{31}'
a) Platte	$\cosh\left(\mu_{\mathrm{I}1}\frac{H}{2}\right)$	$\mu_{\mathrm{I}1}\sinh\left(\mu_{\mathrm{I}1}\frac{H}{2}\right)$	$\cos\left(\mu_{\mathrm{II}1}\frac{H}{2}\right)$	$-\mu_{\mathrm{II}1}\sin\left(\mu_{\mathrm{II}1}\frac{H}{2}\right)$
b) Kreis-zylinder	$I_0\left(\mu_{\mathrm{I}1}\frac{H}{2}\right)$	$\mu_{\mathrm{I}1}I_1\left(\mu_{\mathrm{I}1}\frac{H}{2}\right)$	$J_0\left(\mu_{\mathrm{II}1}\frac{H}{2}\right)$	$-\mu_{\mathrm{II}1}J_1\left(\mu_{\mathrm{II}1}\frac{H}{2}\right)$
c) Kugel	$\frac{\sinh\left(\mu_{\mathrm{I}1}\frac{H}{2}\right)}{\left(\mu_{\mathrm{I}1}\frac{H}{2}\right)}$	$y_{11}\left[\mu_{\mathrm{I}1}\coth\left(\mu_{\mathrm{I}1}\frac{H}{2}\right)-\frac{2}{H}\right]$	$\frac{\sin\left(\mu_{\mathrm{II}1}\frac{H}{2}\right)}{\left(\mu_{\mathrm{II}1}\frac{H}{2}\right)}$	$y_{31}\left[\mu_{\mathrm{II}1}\cot\left(\mu_{\mathrm{II}1}\frac{H}{2}\right)-\frac{2}{H}\right]$

Um H zu bestimmen, formen wir die gefundene kritische Gleichung am zweckmäßigsten so um, daß auf der einen Seite nur die mit H stark veränderliche Funktion $y_{31}'(H/2)/y_{31}(H/2)$ vorkommt, während die andere Seite fast konstant ist, weil der hierin auftretende Ausdruck $y_{11}'(H/2)/y_{11}(H/2)$ nur wenig von H abhängt. Die derart vorgenommene Trennung dieser beiden Funktionen ermöglicht es, schon mit wenigen Schritten eine konvergenten Wert für die kritische Dicke H zu gewinnen.

Denselben Rechengang können wir im wesentlichen beibehalten, wenn H vorgegeben ist und statt dessen nach der kritischen Brennstoffkonzentration im Reaktorkern gefragt wird. Man berechnet zunächst die Gruppenkonstanten mit einem Schätzwert für die Brennstoffmenge. Sodann nutzt man aus, daß in guter Näherung

$$\mu_{\mathrm{I},1}^2 \cong \varkappa_{11}^2 + \varkappa_{21}^2 \tag{445}$$

bzw.

$$-\mu_{\mathrm{II},1}^2 \cong \frac{k_{\infty 1}-1}{\frac{1}{\varkappa_{11}^2}+\frac{1}{\varkappa_{21}^2}} \tag{446}$$

gilt. Folglich erscheint $\mu_{\mathrm{II},1}$ als neue Unbekannte, weil die Brennstoffeigenschaften vor allem in die Multiplikationskonstante $k_{\infty 1}$ des Reaktorkernes eingehen. Da $\mu_{\mathrm{II},1}$ nur in der Funktion $y_{31}'(H/2)/y_{31}(H/2)$ bzw. in $S_{\mathrm{II}1}$ vorkommt, wird die kritische Gleichung wiederum in der oben beschriebenen Weise umgeformt, aber nunmehr nach $\mu_{\mathrm{II},1}$ statt nach H aufgelöst. Aus Gl. (446), also einer weiteren transzendenten Gleichung, erhalten wir schließlich die gesuchte kritische Brennstoffkonzentration. Danach vergleichen wir den gefundenen Wert mit unserer anfänglichen Schätzung und wiederholen den beschriebenen Rechengang so lange, bis Übereinstimmung zwischen beiden Werten hergestellt ist. Eine wesentliche Erleichterung bei der Ausführung der hierzu notwendigen Iterationsschritte bieten die Rechenblätter von Spinrad und Kurath[1]).

Der allseitig endlich ausgedehnte Reaktor als Sonderfall

Die hier gegebene Ableitung der kritischen Gleichung gilt mit geringfügiger Änderung auch für den Fall eines als Quader oder als Kreiszylinder mit endlicher Höhe ausgebildeten Reaktors. Eine Ausnahme hiervon bildet allerdings der allseitig von Reflektorschichten umgebene Reaktor. Da dieser Fall nicht mehr analytisch lösbar ist, kann man sich dadurch behelfen, daß man dasselbe Ergebnis verwendet, welches man für die kritische Brennstoffkonzentration eines kugelförmigen Reaktors erhält, dessen Kernvolumen entsprechend verkleinert worden ist[2])[3]). Um festzustellen, wieviel

[1]) Spinrad, B. I., u. Kurath, D., ANL-4352 (1952).

[2]) Hierzu s. Beispiel bei Murray, R. L., Nuclear Reactor Physics, Englewood Cliffs 1957, Kap. 5, S. 126 bis 131; zur Rechtfertigung des Sphärisierungsverfahrens s. Stuart, G. W., Paper 1—2, 2nd Winter Meeting, American Nuclear Society, New York, Oct. 1957.

[3]) Eine Iterationsmethode, angewendet auf einen endlichen, allseitig aus mehreren Schichten bestehenden zylindrischen Reaktor, gibt Ziegler, A., Z. angew. Phys. **9** (1957), 293 an. Dort wird auch der Fall behandelt, daß in jeder Gruppe Quellen von Spaltneutronen vorkommen.

kleiner das Kugelvolumen gegenüber dem tatsächlichen Reaktorvolumen bei sonst gleicher Reaktorstruktur gemacht werden muß, sind jedoch Messungen erforderlich, während Gl. (341 a) immerhin zur ersten Orientierung dienen kann.

Sofern es sich um einen endlichen, aber nur teilweise mit Reflektorschichten umgebenen Reaktor handelt, brauchen wir lediglich zu den nach Gl. (428) berechneten Eigenwerten $\mu_{\mathrm{I},l}^2$ und $\mu_{\mathrm{II},l}^2$ von Gl. (423) die Flußwölbungskomponente für die reflektorlosen z-Richtungen zu addieren:

$$\mu'^2_{\mathrm{I,\,II},\,l} = \mu^2_{\mathrm{I,\,II},\,l} + \mathsf{B}_z^2. \tag{447}$$

Zur Begründung setzen wir die Lösung y von Gl. (423) als Produkt an:

$$y(r, z) = Y_r(\mu' r)\, Y_z(\mathsf{B}_z z). \tag{448}$$

Nun ist die Funktion $Y_z(\mathsf{B}_z z)$ für die reflektorlose Richtung aus der Wellengleichung (334) der Neutronenflußdichte bekannt:

Geometrie	$Y_z(\mathsf{B}_z z)$	B_z^2
a) Kreiszylinder, radialer Reflektor, Höhe H	$\cos(\mathsf{B}_z z)$	$\left(\frac{\pi}{H + 2d}\right)^2$
b) Kreiszylinder, axialer Reflektor, Radius R	$J_0(\mathsf{B}_z z)$	$\left(\frac{2{,}405}{R + d}\right)^2$
c) Quader, axialer Reflektor, Seitenlängen (ohne Reflektor) a und b	$\cos(\mathsf{B}_{z1} z_1)\cos(\mathsf{B}_{z2} z_2)$	$\mathsf{B}_{z1}^2 = \left(\frac{\pi}{a + 2d}\right)^2$ $\mathsf{B}_{z2}^2 = \left(\frac{\pi}{b + 2d}\right)^2$ $\mathsf{B}_z^2 = \mathsf{B}_{z1}^2 + \mathsf{B}_{z2}^2$

Mithin folgt aus $(\Delta_r + \Delta_z - \mu^2)\, Y_r Y_z = Y_z(\Delta_r - \mathsf{B}_z^2 - \mu^2)\, Y_r = 0$ (449)

und der Säkulargleichung (427) für μ^2 gerade die Beziehung Gl. (447). Folglich besteht der einzige Unterschied zu den unendlich ausgedehnten Reaktorsystemen darin, daß die kritische Gl. (441) bei im übrigen unveränderter mathematischer Form nunmehr die nach Gl. (447) modifizierten Eigenwerte $\mu'_{\mathrm{I},l}$ bzw. $\mu'_{\mathrm{II},l}$ enthält. Ein Beispiel hierzu wird in Abschn. 3.2433 behandelt.

Berechnung des Flußdichteverlaufs

Die letzte im Rahmen dieses Abschnitts zu besprechende Aufgabe betrifft die Berechnung des Flußdichteverlaufs über alle Reaktorschichten. Hierzu muß man das homogene lineare Gleichungssystem der Komponenten c_{11} und c_{31} der Matrix $\mathfrak{C}_1$ tatsächlich auflösen. Nachdem man die Koeffizientendeterminante bei Bestimmung der kritischen Reaktordicke oder Brennstoffkonzentration gleich Null gesetzt hat, kann man aus irgendeiner der beiden linearen Gleichungen für c_{11} bzw. c_{31} das Verhältnis c_{31}/c_{11} eindeutig ermitteln. c_{11} bleibt zunächst willkürlich; sein Wert wird nachträglich durch die Reaktorleistung festgelegt, weil zwischen der Reaktorleistung $\mathcal{N}$ und der thermischen Neutronenflußdichte Φ_2 die Beziehung

$$\mathcal{N} = \mathcal{E}_{\mathrm{sp}} \int \Sigma_{\mathrm{sp}}(\mathfrak{r})\, \Phi_2(\mathfrak{r})\, \mathrm{d}V \tag{450}$$

besteht ($\mathcal{E}_{\mathrm{sp}}$ = Energie je thermische Spaltung). Ist die Matrix $\mathfrak{C}_1$ bekannt, kennt man wegen Gl. (433) u. Gl. (436) auch den gesuchten Flußdichteverlauf. Die praktische Durchführung der hier beschriebenen umfangreichen Rechnung wird wesentlich erleichtert, wenn man die bereits erwähnten Rechenblätter von Spinrad und Kurath[1]) benutzt.

[1]) Spinrad, B. I., u. Kurath, D., ANL-4352 (1952).

3.233 Das Verhalten thermischer Neutronen im heterogenen thermischen Reaktor

3.233 1 Grundlagen der Theorie

Fast alle thermischen Reaktoren sind mit einer heterogenen Struktur ausgelegt, weil man durch getrennte Anordnung von Brennstoff und Moderator die Neutronenbilanz verbessern kann. Dies ist vor allem in einer Vergrößerung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p begründet. Wie sich nämlich herausstellt, wird die Flußdichte der Resonanzneutronen in den Brennelementen stark eingesenkt, weil Neutronen, die gerade mit Resonanzenergie auftreffen, unmittelbar an der Brennstoffoberfläche fast vollständig absorbiert werden, während alle anderen Neutronen die Brennelemente nahezu ungehindert passieren können. Da auch die thermische Neutronenflußdichte, wenn auch in geringerem Maße, eine Einsenkung im Brennstoff erfährt, ist die Erhöhung von p teilweise mit einer Verschlechterung der thermischen Nutzung f verbunden. Immerhin gestattet die insgesamt resultierende Verbesserung des Multiplikationsfaktors k_∞, thermische Reaktoren mit natürlichem Uran als Brennstoff und D_2O oder Graphit als Moderator zu bauen.

Wir wollen nunmehr eine Theorie heterogener thermischer Reaktoren entwickeln, wobei wir die für homogene Reaktorsysteme bereits gewonnenen Ergebnisse möglichst weitgehend zu übernehmen bestrebt sind. Dies führt auf die sog. Homogenisierungsmethode. Bei dieser wird zwischen dem über den gesamten Reaktor geglätteten makroskopischen Flußdichteverlauf Φ_A und der hierzu als Amplitude überlagerten Flußdichtefeinstruktur Φ_J innerhalb jeder Zelle des periodischen Reaktorgitters unterschieden. Die gesuchte thermische Neutronenflußdichte Φ wird als Produkt angesetzt:

$$\Phi(\mathfrak{r}) = \Phi_A(\mathfrak{r})\,\Phi_J(\mathfrak{r}). \tag{451}$$

Für die Berechnung des ersten Faktors, nämlich des makroskopischen Flußdichteverlaufs Φ_A, denkt man sich das heterogene Gitter vollständig homogenisiert; dann kann man die Mehrgruppentheorie homogener Reaktoren zur Ermittlung der kritischen Größe bzw. Brennstoffkonzentration anwenden[1]. Zuvor jedoch müssen die Gruppenkonstanten bestimmt werden, wozu man Diffusionskoeffizient und Absorptions- bzw. Streuquerschnitt über den mikroskopischen Flußdichteverlauf Φ_J innerhalb jeder Zelle mittelt.

Um den Amplitudenfaktor Φ_J zu finden, geht man wie bei der Wigner-Seitzschen Zellenmethode in der Gittertheorie der Metalle[2]) vor. Wenn man das in lauter identische Einheitszellen unterteilte endliche Reaktorgitter ins Unendliche verlängert, muß sich die mikroskopische Flußdichteverteilung Φ_J periodisch von Zelle zu Zelle wiederholen und der Neutronenstrom an der Grenzfläche jeder einzelnen Zelle Null sein. Außerdem macht man folgende Annahmen:

a) Die Diffusionstheorie genügt zur Ermittlung der Flußdichtefeinstruktur Φ_J.

b) Die Quellstärke der thermischen Neutronen ist im Moderator konstant, im Brennstoff selbst Null.

c) Die Zelleinteilung innerhalb jeder Reaktorschicht wird so gewählt, daß die zu lösende Aufgabe auf ein eindimensionales Problem zurückgeführt werden kann.

Besteht der Reaktorkern z. B. aus einem quadratischen oder hexagonalen Gitter gleichartiger Brennstoffstäbe, so ersetzt man die in Wirklichkeit als quadratische

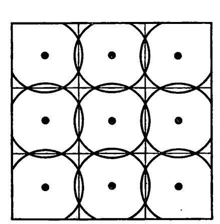
---

[1]) Nach Abschn. 3.232 2 kann Φ_A nur bis auf eine Konstante berechnet werden, die als gemeinsamer Faktor angesehen werden kann und die sich aus der Reaktorleistung $\mathcal{N}$ nach Gl. (450) ergibt. Diese Konstante ist daher mit der Dimension Neutronen je Flächen- und Zeiteinheit behaftet; folglich sind sowohl Φ_J als auch das durch diesen konstanten Faktor dividierte Φ_A dimensionslos.

[2]) Hierzu s. z. B. Seitz, F., The Modern Theory of Solids, New York 1940, Kap. IX, S. 329 bis 333.

oder hexagonale Prismen ausgebildeten Reaktorzellen mit den Brennstoffstäben als Symmetrieachsen durch Kreiszylinder gleichen Querschnitts (s. Fig. **467.1**).

Um festzustellen, welche Voraussetzungen für die Gültigkeit der Diffusionstheorie in heterogenen Reaktoren erfüllt sein müssen, brauchen wir die in Abschn. 3.223 3 aufgeführten Bedingungen nur zu übertragen: Die Zellabmessungen müssen größer als die Transportweglänge der Neutronen im Moderator sein; das System darf keine starken Absorber enthalten; außerdem gilt die Diffusionstheorie nicht in unmittelbarer Nähe der Grenzschichten zwischen Brennstoff und Moderator. Hieraus geht hervor, daß man die Diffusionstheorie eigentlich nicht auf die Brennelemente selbst anwenden darf, weil in diesen Σ_a nicht mehr klein gegen Σ_T ist[1]). Andererseits bringt eine strengere Berechnung der Feinstruktur der thermischen Flußdichte, etwa mit Hilfe der P_3-Näherung, einen erheblich größeren Rechenaufwand mit sich. Dieser wird jedoch kaum zu vermeiden sein, wenn man auch die Richtungsanisotropie der Wanderfläche erfassen möchte, die z. B. durch die Anwesenheit von Luftspalten hervorgerufen wird.



467.1 Zur Veranschaulichung der Zelleinteilung eines quadratischen Reaktorgitters

Estabrook[2]) hat als Ausweg vorgeschlagen, die Diffusionsgleichung nur auf den mehrfach zusammenhängenden Moderatorbereich anzuwenden und den Quellterm der Spaltneutronen durch die Randbedingung auszudrücken, daß der die Grenzfläche Brennstoff-Moderator verlassende Nettostrom schneller Neutronen gleich dem um $\eta\,\varepsilon$ vermehrten Nettostrom der eintretenden thermischen Neutronen ist.

Die unter b) aufgeführte Annahme über die Quellstärke der thermischen Neutronen im Moderator läßt sich wie folgt begründen. Wir ersetzen jedes Brennelement entsprechend seiner geometrischen Form durch eine Punkt-, Flächen- oder Linienquelle von 2 MeV Spaltneutronen und nehmen für die Bremsdichte um jede dieser Quellen die Gauß-Verteilungen q_{Pt} [Gl. (279)], q_{Pl} [Gl. (266)] bzw. q_L [Gl. (284)] der Fermischen Alterstheorie an. Falls der Abstand zwischen den Brennelementen kleiner als die Bremslänge L_{br} des Moderators ist, stellt sich durch Überlagerung aller q in der Tat heraus, daß die resultierende Quellverteilung der thermischen Neutronen in guter Näherung konstant ist.

Cohen[3]) hat am Beispiel eines aus zylindrischen Brennstoffstäben bestehenden quadratischen Reaktorgitters untersucht, welcher Fehler durch die Zylindrisierung der Reaktorzellen nach Forderung c) entsteht. Wie nicht anders zu erwarten, gibt es nur dort beträchtliche Abweichungen vom tatsächlichen Flußdichteverlauf, wo die äquivalenten Zylinderzellen die wirklichen Reaktoreinheitszellen entweder gar nicht oder doppelt überdecken. Andererseits ist der Fehler in der thermischen Nutzung f, der durch diese Flußdichteverzerrung hervorgerufen wird, so gering, daß er wahrscheinlich bei weitem alle von den übrigen Voraussetzungen verursachten Fehler unterschreitet.

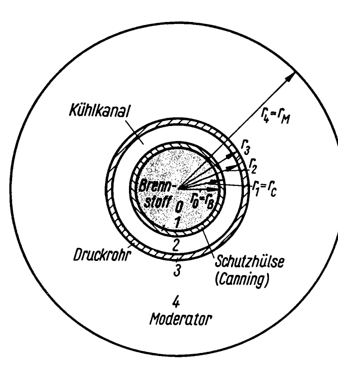
Nicht nur die Annahmen, welche für die Berechnung der Flußdichtefeinstruktur Φ_J innerhalb jeder Zelle gemacht werden müssen, sondern auch der Produktansatz [Gl. (451)] für die thermische Neutronenflußdichte und damit die Homogenisierungsmethode selbst bedürfen der Begründung. Dies wird in den Arbeiten von Feinberg und Galanin[4]) sowie von Meetz[5]) versucht. Andererseits kann man auch auf die nach-

[1]) Zur Behandlung dünner Brennstoffplatten nach der Diffusionstheorie s. Wachspress, E. L., Nucl. Sci. Eng. **3** (1958), 186.
[2]) Estabrook, F. B., J. Appl. Phys. **27** (1956), 175.
[3]) Cohen, E. R., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 268.
[4]) Feinberg, S. M., Genf. Ber. (1955), Bd. 5, S. 484, P/669. — Galanin, A. D., Genf. Ber. (1955), Bd. 5, S. 462, P/663 u. S. 477, P/666.
[5]) Meetz, K., Z. Naturforschg. **12a** (1957), 698 u. 863.

trägliche Begründung der beschriebenen Homogenisierungsmethode verzichten, wenn man sie nur als semi-empirisches Verfahren anwendet. In diesem Falle bestimmt man mit Hilfe geeigneter Experimente zunächst die Flußdichtefeinstruktur sowie die neutronenphysikalischen Eigenschaften jeder einzelnen Reaktorschicht (s. 3.3). Danach berechnet man die kritische Größe des aus allen Schichten zusammengesetzten Reaktors, indem man die experimentell gewonnenen Daten als Mittelwerte der einzelnen Zonen ansieht und den derart homogenisierten Reaktor nach der Zweigruppentheorie behandelt.

3.233 2 Die thermische Nutzung f von mehrschichtigen, zylindrischen Reaktorzellen ohne Luftspalte

Wir wollen nun mit der Homogenisierungsmethode die thermische Nutzung f eines quadratischen Reaktorgitters ausrechnen, das aus unendlich langen, zylindrischen Brennstoffstäben besteht, die von Schutzhülsen, kreisringförmigen Kanälen für ein flüssiges Kühlmittel, Druckrohren und Moderator umgeben sind. Die Abmessungen dieser fünfschichtigen Reaktorzelle sind aus Fig. **468.1** zu ersehen.



468.1 Die Abmessungen der aus fünf Schichten bestehenden, zylindrischen Reaktorzelle

Der Radius r_4 der zylindrisierten Einheitszelle ergibt sich aus der Forderung, daß die wirkliche und die äquivalente Reaktorzelle gleich großes Volumen haben:

$$a^2 = \pi r_4^2, \quad \text{hieraus:} \quad r_4 = \frac{a}{\sqrt{\pi}} \tag{452}$$

(a = Seitenlänge der Reaktorzelle). Zur Bestimmung von f benutzen wir die Definition (23); ferner beachten wir, daß keine Neutronen den äußeren Rand der Zelle passieren dürfen. Folglich muß in der Zeiteinheit die Anzahl der in der gesamten Zelle absorbierten Neutronen gleich der Anzahl der erzeugten thermischen Neutronen sein. Bei Berücksichtigung von Voraussetzung b) von S. 466 findet man für den Quellterm der thermischen Neutronen bezogen auf die Stablängeneinheit

$$Q_{\text{th}} = q_2 \pi (r_2^2 - r_1^2) + q_4 \pi (r_4^2 - r_3^2); \tag{453}$$

dabei ist angenommen worden, daß auch im Kühlmittel selbst die Neutronen moderiert werden können. Die Bremsdichten q_2 und q_4 sind gleich, wenn derselbe Stoff mit derselben Dichte als Kühl- und Bremsmittel verwendet wird. Die Anzahl der im Brennstoff absorbierten Neutronen erhält man aus dem in den Stab eintretenden, also nach innen gerichteten Nettostrom[1]):

$$2\pi \int D_0 \operatorname{grad} \Phi_0 \, \mathrm{d}r = 2\pi r_0 D_0 \operatorname{grad} \Phi_0 \big|_{r=r_0} = 2\pi r_0 \mathfrak{J}_{r0}(r_0). \tag{454}$$

Damit wird die gesuchte thermische Nutzung

$$f = \frac{2\pi r_0 \mathfrak{J}_{r0}(r_0)}{q_2 \pi (r_2^2 - r_1^2) + q_4 \pi (r_4^2 - r_3^2)}. \tag{455}$$

Um die in dieser Beziehung stehenden unbekannten Bremsdichten q_2 und q_4 sowie die Stromdichte $\mathfrak{J}_{r0}(r_0)$ zu berechnen, müssen wir die Diffusionsgleichung für jedes

[1]) Der Index r bei $\mathfrak{J}_{r0}(r_0)$ soll andeuten, daß es sich um die nach innen gerichtete, radiale Komponente von $\mathfrak{J}_0$ handelt. Aus Symmetriegründen ist aber $\mathfrak{J}_0 = \mathfrak{J}_{r0} \cdot \vec{r}/r$.

Medium lösen und dabei folgende Randbedingungen befriedigen:

a) $\mathfrak{J}_{r0}(0) = 0,$ (456)

b) $\Phi_l(r_l) = \Phi_{l+1}(r_l) \qquad (l = 0, 1, 2, 3),$ (457)

c) $\mathfrak{J}_{r,l}(r_l) = \mathfrak{J}_{r,l+1}(r_l) \qquad (l = 0, 1, 2, 3),$ (458)

d) $\mathfrak{J}_{r4}(r_4) = 0.$ (459)

Diese stimmen bis auf die letzte [Gl. (459)] mit den Randbedingungen (393) bis (396) überein, die die thermische Flußdichte sowie die Stromdichte in einem homogenen, mehrschichtigen thermischen Reaktor erfüllen müssen. Wir werden daher auch bei der hier vorliegenden Aufgabe mit Vorteil die Lösung der Diffusionsgleichung für jedes Medium in Matrixform anschreiben[1]). Im Unterschied zu Abschn. 3.232 2 wollen wir jedoch an Stelle der Stromdichten $\mathfrak{J}_{r,l}(r)$ die Nettoströme $r\,\mathfrak{J}_{r,l}(r)$ als Matrixkomponenten benutzen, damit wir später ohne größere Änderung auch den Fall gasförmiger statt flüssiger Kühlmittel betrachten können (s. Abschn. 3.2334). Ebenso müssen wir Neutronenflußdichte bzw. -strom durch Festlegung eines Koeffizienten normieren; wir fordern, daß

$$r_0\,\mathfrak{J}_{r0}(r_0) = 1 \tag{460}$$

ist, womit sich Gl. (460) vereinfacht zu

$$f = \frac{2}{q_2(r_2^2 - r_1^2) + q_4(r_4^2 - r_3^2)}\,. \tag{461}$$

In den quellfreien Medien $l = 0$, 1 und 3 ist die Lösung der Diffusionsgleichung

$$\Phi_l(r) = A_l\,I_0(\varkappa_l r) - C_l\,K_0(\varkappa_l r); \tag{462}$$

in den moderierenden Medien $l = 2$ und 4 gilt

$$\Phi_l(r) = A_l\,I_0(\varkappa_l r) - C_l\,K_0(\varkappa_l r) + \frac{q_l}{\varkappa_l^2 D_l}\,. \tag{463}$$

In beiden Fällen ergibt sich für die Ströme

$$r\,\mathfrak{J}_{r,l}(r) = D_l\,[A_l\,\varkappa_l r\,I_1(\varkappa_l r) + C_l\,\varkappa_l r\,K_1(\varkappa_l r)]. \tag{464}$$

Diese Gleichungen fassen wir in Matrixform zusammen:

$$\begin{aligned}\mathfrak{y}_l(r) = \begin{pmatrix}\Phi_l(r)\\ r\,\mathfrak{J}_{r,l}(r)\end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} I_0(\varkappa_l r) & -K_0(\varkappa_l r)\\ (\varkappa_l r)\,D_l\,I_1(\varkappa_l r) & (\varkappa_l r)\,D_l\,K_1(\varkappa_l r)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A_l\\ C_l\end{pmatrix} + \frac{q_l}{\varkappa_l^2 D_l}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}\\ &= \mathfrak{Y}(\varkappa_l r)\begin{pmatrix}A_l\\ C_l\end{pmatrix} + \frac{q_l}{\varkappa_l^2 D_l}\,\mathfrak{e}_1\,.\end{aligned} \tag{465}$$

Da die Determinante der Matrix $\mathfrak{Y}(\varkappa_l r)$

$$|\mathfrak{Y}(\varkappa_l r)| = -(\varkappa_l r)\,D_l\,\Delta_w(\varkappa_l r) = D_l \qquad \text{[s. Gl. (426)]} \tag{466}$$

ist, existiert eine inverse Matrix

$$\mathfrak{Y}^{-1}(\varkappa_l r) = \begin{pmatrix} (\varkappa_l r)\,K_1(\varkappa_l r) & \dfrac{K_0(\varkappa_l r)}{D_l}\\ -(\varkappa_l r)\,I_1(\varkappa_l r) & \dfrac{I_0(\varkappa_l r)}{D_l}\end{pmatrix}. \tag{467}$$

Für später benötigen wir noch das Matrixprodukt

$$\mathfrak{Y}(\varkappa_l r_l)\,\mathfrak{Y}^{-1}(\varkappa_l r_{l-1}) = \mathfrak{T}^{(l)} = \begin{pmatrix} t_{11}^{(l)} & t_{12}^{(l)}\\ t_{21}^{(l)} & t_{22}^{(l)}\end{pmatrix}; \tag{468}$$

dessen Elemente sind:

$$\begin{aligned}
t_{11}^{(l)} &= (\varkappa_l r_{l-1}) \cdot [I_0(\varkappa_l r_l)\,K_1(\varkappa_l r_{l-1}) + K_0(\varkappa_l r_l)\,I_1(\varkappa_l r_{l-1})]\,,\\
t_{12}^{(l)} &= \frac{1}{D_l} \cdot [I_0(\varkappa_l r_l)\,K_0(\varkappa_l r_{l-1}) - K_0(\varkappa_l r_l)\,I_0(\varkappa_l r_{l-1})]\,,\\
t_{21}^{(l)} &= (\varkappa_l^2 r_l r_{l-1})\,D_l \cdot [I_1(\varkappa_l r_l)\,K_1(\varkappa_l r_{l-1}) - K_1(\varkappa_l r_l)\,I_1(\varkappa_l r_{l-1})]\,,\\
t_{22}^{(l)} &= (\varkappa_l r_l) \cdot [I_1(\varkappa_l r_l)\,K_0(\varkappa_l r_{l-1}) + K_1(\varkappa_1 r_l)\,I_0(\varkappa_l r_{l-1})]\,.
\end{aligned} \tag{469}$$

[1]) Hierzu s. Häfele, W., Meetz, K., u. Schulten, R., Ber. Reaktorgruppe MPI Göttingen, Nr. 5 (1956). — Schmid, P., J. Nucl. Energy 1 (1954), 101.

Durch Ausrechnen bestätigt man, daß

$$|\mathfrak{T}^{(l)}| = t_{11}^{(l)} t_{22}^{(l)} - t_{12}^{(l)} t_{21}^{(l)} = 1 \text{ ist.} \tag{469a}$$

Jetzt machen wir von den Randbedingungen Gebrauch. Mit Gl. (456) und Gl. (465) erhalten wir

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ C_0 \end{pmatrix} = \mathfrak{Y}^{-1}(0)\,\mathfrak{y}_0(0) = \mathfrak{Y}^{-1}(\varkappa_0 r_0)\,\mathfrak{y}_0(r_0)\,, \quad \text{d. h.} \quad \mathfrak{y}_0(r_0) = \mathfrak{T}^{(0)}\,\mathfrak{y}_0(0)\,; \tag{470}$$

hieraus und aus Gl. (460): $\Phi_0(r_0) = t_{11}^{(0)}\,\Phi_0(0)$ sowie $1 = t_{21}^{(0)}\,\Phi_0(0)$.

Berücksichtigt man, daß mit $r \to 0$ auch $K_1(r) \to 1/r$ geht, so folgt $t_{11}^{(0)} = I_0(\varkappa_0 r_0)$ und $t_{21}^{(0)} = (\varkappa_0 r_0)\,D_0\,I_1(\varkappa_0 r_0)$. Mithin

$$\Phi_0(r_0) = \frac{t_{11}^{(0)}}{t_{21}^{(0)}} = \frac{I_0(\varkappa_0 r_0)}{(\varkappa_0 r_0)\,D_0\,I_1(\varkappa_0 r_0)}\,, \tag{471}$$

womit die Matrix $\mathfrak{y}_0(r_0)$ vollständig bestimmt ist. Auch für die anderen Medien der Reaktorzelle ist es möglich, Neutronenflußdichte und -strom am äußeren Rand der betrachteten Schicht durch die am Innenrand vorhandenen Werte auszudrücken; aus Gl. (465) ergibt sich:

$$\mathfrak{y}_l(r_l) = \mathfrak{T}^{(l)}\,\mathfrak{y}_l(r_{l-1}) + \frac{q_l}{\varkappa_l^2 D_l}(\mathfrak{E} - \mathfrak{T}^{(l)})\,\mathfrak{e}_1 \quad (\mathfrak{E} = \text{Einheitsmatrix})\,. \tag{472}$$

Unter Verwendung dieser Beziehung, der Randbedingungen (457) sowie (458), deren Matrixformulierung

$$\mathfrak{y}_l(r_l) = \mathfrak{y}_{l+1}(r_l) \tag{473}$$

ist, und (459) erhalten wir schließlich

$$\begin{aligned} \mathfrak{y}_4(r_4) &= \begin{pmatrix} \Phi_4(r_4) \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \mathfrak{T}^{(4)}\mathfrak{T}^{(3)}\mathfrak{T}^{(2)}\mathfrak{T}^{(1)}\,\mathfrak{y}_0(r_0) + \frac{q_2}{\varkappa_2^2 D_2}\mathfrak{T}^{(4)}\mathfrak{T}^{(3)}(\mathfrak{E} - \mathfrak{T}^{(2)})\,\mathfrak{e}_1 + \frac{q_4}{\varkappa_4^2 D_4}(\mathfrak{E} - \mathfrak{T}^{(4)})\,. \end{aligned} \tag{474}$$

Multiplizieren wir diese Matrixgleichung von links mit $\mathfrak{e}_2 = (0\ 1)$, so entsteht eine Gleichung für die gesuchten Bremsdichten q_2 und q_4. Mit $q_2 = \zeta\,q_4$ wird

$$q_4 = -\varkappa_4^2 D_4 \cdot \frac{\mathfrak{e}_2\,\mathfrak{T}^{(4)}\mathfrak{T}^{(3)}\mathfrak{T}^{(2)}\mathfrak{T}^{(1)}\,\mathfrak{y}_0(r_0)}{\zeta \cdot \frac{\varkappa_4^2 D_4}{\varkappa_2^2 D_2}\,\mathfrak{e}_2\,\mathfrak{T}^{(4)}\mathfrak{T}^{(3)}(\mathfrak{E} - \mathfrak{T}^{(2)})\,\mathfrak{e}_1 + \mathfrak{e}_2(\mathfrak{E} - \mathfrak{T}^{(4)})\,\mathfrak{e}_1}\,. \tag{475}$$

Um die thermische Nutzung zu ermitteln, brauchen wir diesen Ausdruck nur in Gl. (461) einzusetzen. Für den Proportionalitätsfaktor ζ machen wir dabei die auf Grund von Gl. (256) und Gl. (374) plausible Annahme

$$\zeta = \frac{\xi_2\,\Sigma_{s\,2}}{\xi_4\,\Sigma_{s\,4}}\,. \tag{476}$$

3.233 3 Sonderfall: Die thermische Nutzung *f* einer aus Brennstoff, Schutzhülse und Moderator bestehenden, zylindrischen Reaktorzelle

Im folgenden wollen wir die thermische Nutzung f für den wichtigen Sonderfall ausrechnen, daß der Brennstoffstab nur vom Moderator umgeben ist. Dann ist $\mathfrak{T}^{(1)} = \mathfrak{T}^{(2)} = \mathfrak{T}^{(3)} = \mathfrak{E}$ und $q_2 = 0$, so daß sich Gl. (475) vereinfacht zu

$$q_4 = -\varkappa_4^2 D_4 \cdot \frac{\mathfrak{e}_2\,\mathfrak{T}^{(4)}\,\mathfrak{y}_0(r_0)}{\mathfrak{e}_2(\mathfrak{E} - \mathfrak{T}^{(4)})\,\mathfrak{e}_1} = +\varkappa_4^2 D_4\left(\Phi_0(r_0) + \frac{t_{22}^{(4)}}{t_{21}^{(4)}}\right), \tag{477}$$

womit

$$\frac{1}{f} = \frac{r_4^2 - r_0^2}{2} \cdot \varkappa_4^2 D_4 \left(\Phi_0(r_0) + \frac{t_{22}^{(4)}}{t_{21}^{(4)}}\right). \tag{478}$$

Setzt man $\Phi_0(r_0)$, $t_{21}^{(4)}$ und $t_{22}^{(4)}$ ein und ändert die Indizes 0 und 4 in B = Brennstoff und M = Moderator ab, so ergibt sich

$$\frac{1}{f} = \frac{r_M^2 - r_B^2}{2} \left(\frac{\varkappa_M^2 D_M I_0(\varkappa_B r_B)}{\varkappa_B r_B D_B I_1(\varkappa_B r_B)} + \frac{\varkappa_M [I_0(\varkappa_M r_B) K_1(\varkappa_M r_M) + I_1(\varkappa_M r_M) K_0(\varkappa_M r_B)]}{r_B [I_1(\varkappa_M r_M) K_1(\varkappa_M r_B) - I_1(\varkappa_M r_B) K_1(\varkappa_M r_M)]} \right). \tag{479}$$

Berücksichtigt man, daß $\pi(r_M^2 - r_B^2) = V_M$, $\pi r_B^2 = V_B$, $\varkappa_M^2 D_M = \Sigma_M$ und $\varkappa_B^2 D_B = \Sigma_B$ ist, so erhält man nach geringfügiger Umformung

$$\frac{1}{f} = \frac{V_M \Sigma_M}{V_B \Sigma_B} \cdot \mathcal{F} + \mathcal{E}; \tag{480}$$

hierin:

$$\mathcal{F} = \frac{\varkappa_B r_B}{2} \cdot \frac{I_0(\varkappa_B r_B)}{I_1(\varkappa_B r_B)} \tag{481}$$

$$\cong 1 + \frac{(\varkappa_B r_B)^2}{8} - \frac{(\varkappa_B r_B)^4}{192} \quad \text{für} \quad \varkappa_B r_B < 1, \tag{481a}$$

$$\mathcal{E} = \frac{\varkappa_M (r_M^2 - r_B^2)}{2 r_B} \cdot \left[\frac{I_0(\varkappa_M r_B) K_1(\varkappa_M r_M) + I_1(\varkappa_M r_M) K_0(\varkappa_M r_B)}{I_1(\varkappa_M r_M) K_1(\varkappa_M r_B) - I_1(\varkappa_M r_B) K_1(\varkappa_M r_M)} \right] \tag{482}$$

$$\cong 1 + \frac{(\varkappa_M r_M)^2}{2} \left[\ln\left(\frac{r_M}{r_B}\right) - \frac{3}{4} \right] \quad \text{für} \quad r_M > r_B. \tag{482a}$$

Meistens umgibt man den Brennstoffstab mit einer dünnen Schutzhülse. Weil die Diffusionstheorie auf eine solche, im Vergleich zur freien Weglänge $\bar{\lambda}_T$ dünne Schicht nicht mehr angewendet werden darf, verzichtet man darauf, den im letzten Abschnitt beschriebenen Matrixformalismus zu wiederholen, und berechnet statt dessen f aus folgender, gegenüber Gl. (480) in einfacher Weise erweiterter Formel:

$$\frac{1}{f} = \frac{(V_M \Sigma_M + V_C \Sigma_C)}{V_B \Sigma_B} \cdot \mathcal{F} + \mathcal{E} \tag{480a}$$

(V_C = Schutzhülsen-Volumen; Σ_C = Schutzhülsen-Absorptionsquerschnitt).

Das für die thermische Nutzung f abgeleitete Ergebnis [Gl. (480)] läßt sich auch auf platten- bzw. kugelförmige Brennelemente übertragen. Man braucht dann nur für $\mathcal{F}$ und $\mathcal{E}$ folgende Ausdrücke zu verwenden:

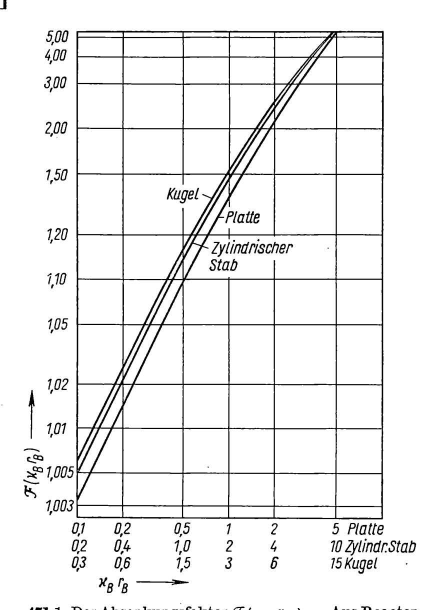
a) Platten, Dicke $2 r_B$:

$\mathcal{F} = (\varkappa_B r_B) \coth(\varkappa_B r_B)$,

$\mathcal{E} = \varkappa_M (r_M - r_B) \coth \varkappa_M (r_M - r_B)$;

b) Kugeln, Radius r_B:

$$\mathcal{F} = \frac{(\varkappa_B r_B)^2}{3} \frac{\tanh(\varkappa_B r_B)}{(\varkappa_B r_B) - \tanh(\varkappa_B r_B)},$$

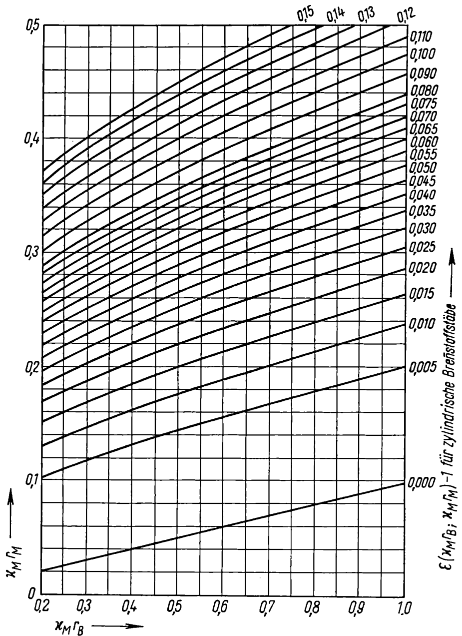


471.1 Der Absenkungsfaktor $\mathcal{F}(\varkappa_B r_B)$. — Aus Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 517, New York 1955.

$$\mathcal{E} = \frac{\varkappa_M^2 (r_M^3 - r_B^3)}{3 r_B} \left[\frac{1 - (\varkappa_M r_M) \coth \varkappa_M (r_M - r_B)}{1 - (\varkappa_M r_M)(\varkappa_M r_B) - \varkappa_M (r_M - r_B) \coth \varkappa_M (r_M - r_B)} \right].$$

Zur numerischen Rechnung sind in Fig. **471.1** und Fig. **472.1** Kurven von $\mathcal{F}(\varkappa_B r_B)$ und $\mathcal{E}(\varkappa_M r_B; \varkappa_M r_M) - 1$ angegeben. Die reziproke Diffusionslänge $\varkappa_B$ des Brennstoffs,

die in $\mathcal{F}$ als Argument vorkommt, ist hierbei aus Gl. (105) bzw. Gl. (106) zu berechnen. Zur Bestimmung von $\varkappa_M$ ist Gl. (104) ausreichend. In diesen Formeln sind effektive Werte für die thermischen Absorptionsquerschnitte einzusetzen, also z. B. Gl. (18) für reine $1/v$-Absorber im Maxwell-Spektrum.



472.1 Die Überschußabsorption $\mathcal{E}(\varkappa_M r_B, \varkappa_M r_M) - 1$ thermischer Neutronen in der Moderatorschicht einer zylindrischen Reaktorzelle. — Aus Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 518, New York 1955.

Schließlich wollen wir die physikalische Bedeutung der Größen $\mathcal{F}$ und $\mathcal{E}$ untersuchen. Der Flußdichteverlauf im Brennstoffstab wird, wie aus Gl. (471) ersichtlich ist, beschrieben durch

$$\Phi_B(r) = \frac{I_0(\varkappa_B r)}{(\varkappa_B r_B) D_B I_1(\varkappa_B r_B)}. \quad (483)$$

Der Mittelwert über den Brennstoffstab ist unter Zuhilfenahme von

$$\int_0^{r_0} I_0(r)\, r\, \mathrm{d}r = I_1(r_0)\, r_0: \quad (484)$$

$$\bar{\Phi}_B = \frac{2\pi \int_0^{r_B} I_0(\varkappa_B r)\, r\, \mathrm{d}r}{\pi r_B^2 (\varkappa_B r_B) D_B I_1(\varkappa_B r_B)} = \frac{2}{(\varkappa_B r_B)^2 D_B}. \quad (485)$$

Bei Beachtung, daß $\Phi_B(r_B) = \Phi_M(r_B)$ ist, findet man für den sog. Absenkungsfaktor (disadvantage factor):

$$\mathcal{F} = \frac{\Phi_M(r_B)}{\bar{\Phi}_B} \quad (486)$$

$$= \frac{\text{Flußdichte an Brennstoffstaboberfläche}}{\text{mittlere Flußdichte im Brennstoff}}.$$

Die Anzahl der im Moderator in der Zeiteinheit absorbierten Neutronen beträgt $V_M \Sigma_M \bar{\Phi}_M$, wobei die mittlere Flußdichte im Moderator mit $\bar{\Phi}_M$ bezeichnet wird. Auf Grund von Definitionsgleichung (23) gilt daher für die thermische Nutzung f folgende Beziehung:

$$\frac{1}{f} = \frac{V_B \Sigma_B \bar{\Phi}_B + V_M \Sigma_M \bar{\Phi}_M}{V_B \Sigma_B \bar{\Phi}_B} = 1 + \frac{V_M \Sigma_M (\Phi_M + \bar{\Phi}_M - \Phi_M)}{V_B \Sigma_B \bar{\Phi}_B}. \quad (487)$$

Durch Vergleich mit Gl. (480) ergibt sich, daß

$$\mathcal{E} - 1 = \frac{V_M \Sigma_M}{V_B \Sigma_B} \cdot \frac{\bar{\Phi}_M - \Phi_M}{\bar{\Phi}_B}. \quad (488)$$

Wie man erkennt, berücksichtigt das Glied $\mathcal{E} - 1$, daß die Flußdichte im Moderator von der Brennstoffstaboberfläche an bis zum Zellrand anwächst und infolgedessen mehr Neutronen im Moderator absorbiert werden, als wenn die Flußdichte im gesamten Moderator denselben Wert wie an der Brennstoffoberfläche, nämlich $\Phi_M(r_B)$, haben würde.

Besondere Beachtung verdienen die sog. Doppelgitter, bei denen die Brennelemente nicht in kompakter Form vorliegen, sondern in dünne Lamellen unterteilt sind. Man erhält in diesem Falle für f gute Ergebnisse, wenn man die Brennstofflamellen und das dazwischen befindliche Kühlmittel als homogene Mischung behandelt.

Weitere Literatur zur Berechnung von f: Galanin, A. D., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 477, P/666. — Amouyal, A., Benoist, P., u. Horowitz, J., J. Nucl. Energy **6** (1957), 79. — Shevelev, Ya. V., J. Nucl. Energy **6** (1957), 121.

3.233 4 Die thermische Nutzung f von mehrschichtigen, zylindrischen Reaktorzellen mit Luftspalten

Nun wollen wir untersuchen, wie wir die für die Bremsdichte bzw. thermische Nutzung abgeleiteten Formeln bei Gas- statt Flüssigkeitskühlung ändern müssen. In einem Gasraum werden wegen der geringen Atomdichte, die dort herrscht, praktisch überhaupt keine Neutronen gestreut; folglich ist ihre freie Weglänge sehr viel größer als die Dicke des Kühlkanals (s. Fig. **468**.1, Medium 2). Deshalb dürfen wir die Diffusionstheorie eigentlich nicht mehr anwenden, wenn wir die Flußdichte $\Phi_2(r_2)$ bzw. den Nettostrom $r_2 \mathfrak{J}_{r2}(r_2)$ am Außenrand des Kühlspaltes aus der Flußdichte $\Phi_2(r_1)$ bzw. dem Nettostrom $r_1 \mathfrak{J}_{r2}(r_1)$ am Innenrand berechnen. Wie sich jedoch herausstellt, kann man trotzdem mit der Diffusionsnäherung auskommen, weil die dabei hervorgerufenen Abweichungen gegenüber einer genaueren Rechnung praktisch unbedeutend sind.

Die Neutronennettoströme am inneren bzw. äußeren Rand des Kühlspalts müssen offensichtlich gleich sein; mit Gl. (458) gilt demnach

$$r_1 \mathfrak{J}_{r1}(r_1) = r_1 \mathfrak{J}_{r2}(r_1) = r_2 \mathfrak{J}_{r2}(r_2) = r_2 \mathfrak{J}_{r3}(r_2). \quad (489)$$

473.1 Zur Erläuterung der Bezeichnungen für die Berechnung der thermischen Nutzung f und der Treffwahrscheinlichkeit w bei der zylindrischen Reaktorzelle mit Luftspalt

Ferner ist wegen Gl. (457) $\Phi_1(r_1) = \Phi_2(r_1)$ und $\Phi_2(r_2) = \Phi_3(r_2)$. Auf Grund von Gl. (472) werden $\Phi_3(r_2)$ und $r_2 \mathfrak{J}_{r3}(r_2)$ mit $\Phi_1(r_1)$ und $r_1 \mathfrak{J}_{r1}(r_1)$ durch die Matrix $\mathfrak{T}^{(2)}$ verknüpft. Nach Gl. (489) muß $t_{21}^{(2)} = 0$ und $t_{22}^{(2)} = 1$ sein. Aus Gl. (469a) folgt daher, daß zwar $t_{11}^{(2)} = 1$ wird, $t_{12}^{(2)}$ jedoch zunächst noch beliebig ist. Die vorliegende Aufgabe reduziert sich also auf die Bestimmung von $t_{12}^{(2)}$, während sich im übrigen an den Formeln (461) und (475) nichts ändert.

Dazu zerlegen wir die Nettoströme $r_2 \mathfrak{J}_{r3}(r_2)$ und $r_1 \mathfrak{J}_{r1}(r_1)$ in ihre nach außen bzw. nach innen gerichteten Komponenten. Nun sei w der Bruchteil derjenigen Neutronen, die von einem Punkt P am Außenrand des Kühlkanals nach innen gestreut werden, dabei am Brennstoffstab vorbeifliegen und wieder auf die Außenwand des Luftspaltes treffen (s. Fig. **473**.1). Dann findet man für den nach außen gerichteten Strom

$$r_2 \mathfrak{J}_{r3}^{+}(r_2) = r_1 \mathfrak{J}_{r1}^{+}(r_1) + w\, r_2 \mathfrak{J}_{r3}^{-}(r_2) \quad (490)$$

sowie für den nach innen gerichteten Strom

$$r_1 \mathfrak{J}_{r1}^{-}(r_1) = (1 - w)\, r_2 \mathfrak{J}_{r3}^{-}(r_2). \quad (491)$$

Schließlich benötigen wir einige Beziehungen, welche Flußdichte, Nettostrom sowie dessen Komponenten miteinander verknüpfen. Beachten wir dabei, daß wir bei Gl. (454) die Vereinbarung getroffen haben, den nach innen gerichteten Nettostrom positiv zu zählen, daß wir also in Gl. (183) das Vorzeichen von $\mathfrak{J}_r$ umkehren müssen, so folgt aus der Diffusionstheorie:

$$\frac{\Phi_3(r_2)}{2} = \mathfrak{J}_{r3}^{+}(r_2) + \mathfrak{J}_{r3}^{-}(r_2), \quad (492)$$

$$\mathfrak{J}_{r1}^{+}(r_1) = \frac{\Phi_1(r_1)}{4} - \frac{\mathfrak{J}_{r1}(r_1)}{2}, \quad (493)$$

$$\mathfrak{J}_{r1}^{-}(r_1) = \frac{\Phi_1(r_1)}{4} + \frac{\mathfrak{J}_{r1}(r_1)}{2}. \quad (494)$$

Wir ersetzen jetzt $\mathfrak{J}_{r1}^{+}(r_1)$ und $\mathfrak{J}_{r1}^{-}(r_1)$ in Gl. (490) und Gl. (491) durch Gl. (493) und Gl. (494). Dann erhalten wir nach Elimination von $\mathfrak{J}_{r3}^{+}(r_2)$ und $\mathfrak{J}_{r3}^{-}(r_2)$ und Einsetzen in Gl. (492) folgendes:

$$\Phi_3(r_2) = \frac{r_1}{r_2}\frac{1}{(1-w)}\Phi_1(r_1) + \frac{2w}{r_2(1-w)}\cdot r_1\mathfrak{J}_{r1}(r_1)\,. \tag{495}$$

Zur Berechnung der Treffwahrscheinlichkeit w gehen wir vom Strom $\mathfrak{J}_3^{-}(r_2)\,\overrightarrow{\mathrm{d}F} = \mathfrak{J}_3^{-}(r_2)\cos\varphi\,\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}h$ derjenigen Neutronen aus, die ein Flächenelement $\mathrm{d}F$ der Höhe $\mathrm{d}h$ und des Bogens $\mathrm{d}\varphi$ im Punkt P an der Außenwand des Kühlspaltes durchsetzen und deren Flugrichtung in einer zur Zellachse senkrechten Ebene den Winkel φ mit der Normalen $\overrightarrow{\mathrm{d}F}$ von $\mathrm{d}F$ bildet (s. Fig. 473.1). Die Neutronen verfehlen den Brennstoffstab nur dann, wenn sie vom Punkt P aus in den Winkelbereich $\varphi_g = \arcsin r_1/r_2 \le \varphi \le \pi/2$ gestreut werden. Nach Definition errechnet sich w aus dem Verhältnis des in dieses Winkelintervall zeigenden Stromes zum insgesamt austretenden Strom:

$$w = \left(\int\limits_{\arcsin r_1/r_2}^{\pi/2}\mathfrak{J}_3^{-}(r_2)\cos\varphi\,\mathrm{d}\varphi\right)\Bigg/\left(\int\limits_0^{\pi/2}\mathfrak{J}_3^{-}(r_2)\cos\varphi\,\mathrm{d}\varphi\right). \tag{496}$$

In erster Näherung wollen wir annehmen, daß $\mathfrak{J}_3(r_2)$ von $\cos\varphi$ unabhängig ist, so daß

$$w = 1 - \frac{r_1}{r_2}\,. \tag{497}$$

Damit wird Gl. (495) $$\Phi_3(r_2) = \Phi_1(r_1) + \frac{2}{r_1}\left(1-\frac{r_1}{r_2}\right)\cdot r_1\mathfrak{J}_{r1}(r_1)\,; \tag{498}$$

mithin ist das gesuchte Matrixelement $$t_{12}^{(2)} = \frac{2}{r_1}\left(1-\frac{r_1}{r_2}\right). \tag{499}$$

Falls die Reaktorzelle nur aus Brennstoffstab, Kühlkanal und Moderatorschicht besteht, braucht man daher die für die thermische Nutzung f abgeleitete Formel [Gl. (480)] nur wie folgt zu erweitern:

$$\frac{1}{f} = \frac{V_M\Sigma_M}{V_B\Sigma_B}\left(\mathcal{F} + \frac{\varkappa_0^2 r_0^2 D_0}{2}\,t_{12}^{(2)}\right) + \mathcal{E} = \frac{V_M\Sigma_M}{V_B\Sigma_B}\left[\mathcal{F} + \varkappa_B^2 D_B r_0\left(1-\frac{r_0}{r_2}\right)\right] + \mathcal{E}\,. \tag{500}$$

In zweiter Näherung müssen wir bei Berechnung von w berücksichtigen, wie $\mathfrak{J}_3^{-}(r_2)$ von $\cos\varphi$ und $\cos\vartheta$ nach der Diffusionstheorie abhängt. ϑ ist der Neigungswinkel zwischen der Neutronenflugrichtung und einer zur Achse der Reaktorzelle senkrechten Ebene. Mit diesen Erweiterungen ergibt sich (Newmarch[1]))

$$t_{12}^{(2)} = 2\left[1 - \frac{2}{\pi}\arcsin\left(\frac{r_1}{r_2}\right) - \frac{2}{\pi}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\sqrt{1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}\,\right]. \tag{501}$$

Statt dessen kann man auch von Anfang an von der winkelabhängigen Neutronendichte $n(r,\vec{\Lambda})$ ausgehen und für diese die Randbedingungen formulieren[2]). Wird $n(r,\vec{\Lambda})$ analog Gl. (76) nach Legendre-Polynomen entwickelt, die der Zylinder-Geometrie angepaßt sind, und nach $P_1(\cos\varphi)$ abgebrochen[3]), so findet man nach längerer Rechnung

$$t_{12}^{(2)} = \frac{3}{2r_1}\cdot\frac{\mathsf{E}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\left[\frac{r_2}{r_1}\,\mathsf{E}\left(\frac{r_1}{r_2}\right) - \left(\frac{r_2}{r_1}-\frac{r_1}{r_2}\right)\mathsf{K}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\right] - \left(2-\frac{r_1}{r_2}\right)}{2 - \frac{r_1}{r_2} + \frac{2}{\pi}\arcsin\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\mathsf{E}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}\,. \tag{502}$$

$\mathsf{K}(x)$ und $\mathsf{E}(x)$ sind die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung[4]). Für verhältnismäßig dünne Kühlspalte liefert Gl. (502) etwas bessere Ergebnisse als Gl. (499) und Gl. (501).

[1]) Newmarch, D. A., J. Nucl. Energy **2** (1955), 52; Erweiterung auf Brennstoffbündel s. Riesch, G., Atomkernenergie **3** (1958), 16.
[2]) Tait, J. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 417, P/433.
[3]) Brüchner, H. J., unveröffentlicht; s. auch Bünemann, D., Atomkernenergie **2** (1957), 201.
[4]) Tabellen sowie weitere Literatur s. Jahnke, E., u. Emde, F., Funktionentafeln mit Formeln und Kurven, 5. Aufl., Leipzig 1952, S. 74 bis 86.

3.234 Das Verhalten der Resonanzneutronen im heterogenen thermischen Reaktor

3.234 1 Die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p eines heterogenen Reaktorgitters

Wie bereits in Abschnitt 3.233 1 erwähnt worden ist, zeigt der Verlauf der Flußdichte der Resonanzneutronen im Innern jedes Brennelements eine starke Einsenkung. Dies legt es nahe, beim Resonanzeinfang zwei verschiedene Effekte zu unterscheiden[1]): die Volumabsorption und die Oberflächenabsorption. Man setzt daher für die Anzahl $A(E)$ der in der Einheitszelle im Brennstoff je Zeiteinheit und Energieintervall absorbierten Resonanzneutronen an:

$$A(E) = N_{vB}\, V_B\, \bar{\Phi}_B(E)\, a(E) + S_B\, \Phi_B(r_B, E)\, b'(E). \tag{503}$$

Hierin bedeuten N_{vB} die Anzahl der Resonanzabsorberatome je Volumeinheit des Brennstoffs, V_B das Brennstoffvolumen in der Reaktoreinheitszelle, S_B die Brennstoffoberfläche, $\bar{\Phi}_B(E)$ die über das Brennelement gemittelte Resonanzneutronenflußdichte je Energieeinheit und $\Phi_B(r_B, E)$ die Resonanzneutronenflußdichte je Energieeinheit an der Brennstoffoberfläche (s. Fig. **475.1**). $a(E)$ und $b'(E)$ sind Koeffizienten, die von der Energie E der Neutronen, von der Temperatur und chemischen Zusammensetzung der Brennelemente, aber nicht von deren Gestalt und Abmessungen abhängen. Welche Bedeutung $a(E)$ und $b'(E)$ haben, wird bei Gl. (510) und Gl. (514) bzw. Gl. (507) verständlich.

475.1 Verlauf der Resonanzflußdichte in der Einheitszelle des Reaktorgitters

Für die nun folgende Ableitung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p wollen wir zunächst die Energieverteilung der Resonanzneutronenflußdichte im Brennstoff als bekannt ansehen. Nach Gl. (374) beträgt die Anzahl der in der Zeiteinheit unter die Energie E moderierten Neutronen in der Reaktoreinheitszelle, also die Bremsdichte

$$q(E) = E\, \xi_M\, \Sigma_{sM}\, V_M\, \bar{\Phi}_M(E). \tag{504}$$

Dabei ist angenommen worden, daß die asymptotische $1/E$-Energieverteilung der Neutronen bereits oberhalb der ersten Resonanz vorliegt (s. Abschn. 3.225 1) und daß die Neutronen nur im Gebiete des Moderators abgebremst werden [$\bar{\Phi}_M(E)$ mittlere Resonanzneutronenflußdichte im Moderator je Energieeinheit]. Mit kleiner werdender Energie E nimmt $q(E)$ wegen Resonanzabsorption ab; folglich ist

$$-\frac{\mathrm{d}q(E)}{\mathrm{d}E} = A(E). \tag{505}$$

Setzt man Gl. (503) ein und dividiert Gl. (505) durch Gl. (504), so findet man:

$$-\frac{\mathrm{d}\ln q(E)}{\mathrm{d}E} = \frac{N_{vB}\, V_B}{N_{vM}\, V_M\, \xi_M\, \sigma_{sM}\, E}\left(a(E)\,\frac{\bar{\Phi}_B(E)}{\bar{\Phi}_M(E)} + \frac{b'(E)}{N_{vB}\, V_B}\,\frac{\Phi_B(r_B, E)}{\bar{\Phi}_M(E)}\right). \tag{506}$$

Danach führen wir die Abkürzung

$$b(E) = \frac{b'(E)\, M_B}{N_{vB}\, V_B} = \frac{b'(E)}{N_{mB}} \tag{507}$$

ein; M_B ist die Masse des Brennstoffs und N_{mB} bedeutet die Anzahl der je Masseneinheit Brennstoff vorhandenen Absorberatome. Gl. (506) wird schon sodann integriert zwischen der einheitlichen Spaltneutronenenergie E_a und der Energiegrenze E_b, bei welcher die asymptotische $1/E$-Verteilung der epithermischen Flußdichte, die sich nach

[1]) Grundlegende Arbeiten: Wigner, E. P., CP-4 (1941). — Dancoff, S. M., u. Ginsburg, M., CP-1589 (1944).

den Resonanzstellen wiederum ausbildet, in das Maxwell-Spektrum der thermischen Neutronen übergeht. Nach Abschnitt 3.225 2 erhalten wir die gesuchte Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p als Quotienten von $q\,(E_b)$ und $q\,(E_a)$:

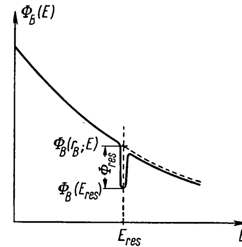
$$p = \exp\left\{-\frac{N_{vB}\,V_B}{N_{vM}\,V_M\,\xi_M\,\sigma_{sM}}\int_{E_b}^{E_a}\left[a\,(E')\,\frac{\bar{\Phi}_B\,(E')}{\bar{\Phi}_M\,(E')} + b\,(E')\,\frac{S_B}{M_B}\,\frac{\Phi_B\,(r_B, E')}{\bar{\Phi}_M\,(E')}\right]\frac{\mathrm{d}E'}{E'}\right\}. \tag{508}$$

Dieses Ergebnis wollen wir zunächst mit Gl. (240) vergleichen, bei deren Ableitung schmale, um mindestens drei Stoßintervalle getrennte Resonanzlinien vorausgesetzt wurden und die für eine homogene Mischung von Brennstoff und Moderator gilt. Da es in diesem Falle keine Oberflächenabsorption gibt und $\bar{\Phi}_B(E) = \bar{\Phi}_M(E)$ bzw. $V_B = V_M$ ist, reduziert sich Gl. (508) zu

$$p = \exp\left\{-\frac{N_{vB}}{N_{vM}\,\xi_M\,\sigma_{sM}}\int_{E_b}^{E_a} a\,(E')\,\frac{\mathrm{d}E'}{E'}\right\}. \tag{509}$$

Weil $a\,(E)$ keine Funktion der Brennstoffanordnung sein soll und weil der Streuquerschnitt des Moderators im Resonanzbereich praktisch konstant ist, ergibt sich

$$a\,(E) = \frac{\Sigma_a\,(E)/N_{vB}}{[\Sigma_s\,(E) + \Sigma_a\,(E)]/\Sigma_{sM}} = \sigma_{aB}\,(E)\cdot\frac{\Sigma_{sM}}{\Sigma_{sM} + \Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)}\,. \tag{510}$$



476.1 Die Einsenkung der Resonanzflußdichte $\Phi_B(E)$ im Brennstoff bei der Resonanzstelle E_{res}

Der Nenner dieses Ausdrucks enthält als energieabhängigen Bestandteil außer $\Sigma_{aB}(E)$ den Resonanzstreuquerschnitt $\Sigma_{sB}(E)$ des Brennstoffs, während Σ_{sM} die Summe aus dem annähernd konstanten Potentialstreuungsanteil $\Sigma_{pB} = N_{vB}\,\sigma_{pB}$ (8,2 barn für U^{238}, 12 barn für Th^{232}) und dem Moderatorstreuquerschnitt $N_{vM}\,\sigma_{sM}$ bezeichnet.

Wie man aus Gl. (510) ablesen kann, erfährt die Flußdichte der Resonanzneutronen eine Einsenkung um den Faktor $a\,(E)/\sigma_{aB}\,(E)$. Im ungestörten Fall beträgt die Flußdichte an der Oberfläche des betrachteten Brennelements $\Phi_B\,(r_B, E)$. Ihr Wert im Inneren sei $\Phi_B\,(E_{\text{res}})$. Somit ist (s. Fig. **476.1**)

$$\Phi_B\,(E_{\text{res}}) = \frac{\Sigma_{sM}}{\Sigma_{sM} + \Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)}\,\Phi_B\,(r_B, E)\,. \tag{511}$$

Folglich ist für die Oberflächenabsorption im Brennstoff die Flußdichte

$$\Phi_{\text{res}} = \Phi_B\,(r_B, E) - \Phi_B\,(E_{\text{res}}) = \frac{\Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)}{\Sigma_{sM} + \Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)}\,\Phi_B\,(r_B, E) \tag{512}$$

wirksam. Nun ist nach Gl. (183) die Dichte des auftreffenden Nettostroms der Resonanzneutronen $\Phi_{\text{res}}/4$. Ferner gibt $\Sigma_{aB}(E)/[\Sigma_{sM} + \Sigma_{sB}(E) + \Sigma_{aB}(E)]$ die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Neutron aus diesem Strom durch Absorption entfernt wird. Demnach gehen je Energieintervalleinheit

$$\frac{\Sigma_{aB}\,(E)}{\Sigma_{sM} + \Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)}\cdot\frac{\Phi_{\text{res}}\,S_B}{4} = \frac{\Sigma_{aB}\,(E)\,[\Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)]}{4\,[\Sigma_{sM} + \Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)]^2}\,\Phi_B\,(r_B, E)\,S_B$$
$$= b'\,(E)\,\Phi_B\,(r_B, E)\,S_B \tag{513}$$

Neutronen durch Oberflächenabsorption verloren. Hieraus bestimmt sich $b(E)$ zu:

$$b(E) = \frac{1}{4\,N_{mB}}\cdot\frac{\Sigma_{aB}\,(E)\,[\Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)]}{[\Sigma_{sM} + \Sigma_{sB}\,(E) + \Sigma_{aB}\,(E)]^2}\,. \tag{514}$$

3.234 2 Berechnung der Absenkungsfaktoren — Die Resonanznutzung f_{res}

Bevor wir darauf eingehen, wie $a(E)$ und $b(E)$ durch Auswertung von Gl. (510) bzw. Gl. (514) praktisch ermittelt werden, wollen wir die Absenkungsfaktoren $\bar{\Phi}_M(E)/\bar{\Phi}_B(E)$ und $\bar{\Phi}_M(E)/\Phi_B,(r_B E)$ berechnen, da diese in Gl. (508) vorkommen und für die Bestimmung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p bekannt sein müssen. Dazu müssen wir die Resonanzparameter jeder Resonanzlinie kennen und die Energieverteilung der Neutronen aus der Transportgleichung ableiten. Weil es praktisch unmöglich ist, diese Aufgabe zu lösen[1]), verwenden wir ein von Christy, Weinberg und Wigner[2]) angegebenes Näherungsverfahren. Dieses geht davon aus, daß sich bei Uranmetall-Brennelementen mit optimalem Durchmesser in Graphit als Moderator Volum- und Oberflächenabsenkungsfaktor nur um etwa 5% unterscheiden, so daß beide Faktoren in guter Näherung einander gleich gesetzt werden können. Beachtet man ferner, daß der Fehler von p nur etwa 0,1% beträgt, wenn der Fehler des übrigbleibenden Absenkungsfaktors 1% ausmacht, so kann man zur Vereinfachung $\bar{\Phi}_B(E)/\bar{\Phi}_M(E)$ auch noch als energieunabhängig ansehen und vor das Integralzeichen ziehen. Mit diesen Voraussetzungen vereinfacht sich Gl. (508) zu

$$p = \exp\left\{-\frac{N_{vB}\,V_B}{N_{vM}\,V_M\,\xi_M\,\sigma_{sM}}\,\frac{\bar{\Phi}_B}{\bar{\Phi}_M}\int_{E_b}^{E_a}\left[a(E') + b(E')\frac{S_B}{M_B}\right]\frac{dE'}{E'}\right\}. \tag{515}$$

Wir brauchen also nur noch $\bar{\Phi}_B/\bar{\Phi}_M$ zu ermitteln.

Dazu behandeln wir die Resonanzneutronen als eine Gruppe im Sinne der Mehrgruppentheorie. Wir nehmen an, daß nur innerhalb der noch näher festzulegenden Grenzen E_{I} und E_{II} des Resonanzbereichs eine konstante Volumabsorption von Resonanzneutronen im Brennstoff stattfindet, während die Neutronenabbremsung im Moderator durch den in Abschn. 3.231 3 definierten Moderationsquerschnitt Σ_{br} beschrieben wird. Wie wir in Abschn. 3.233 3 gesehen haben, kommt in der thermischen Nutzung f der Absenkungsfaktor $\mathcal{F}(\varkappa_B r_B)$ der thermischen Neutronen vor. Dies legt es nahe, eine zu f [Gl. (23)] analoge Resonanznutzung

$$f_{\mathrm{res}} = \frac{\text{im Brennstoff absorbierte Resonanzneutronen}}{\text{insgesamt erzeugte Resonanzneutronen}} \tag{516}$$

einzuführen; denn hieraus muß sich der gesuchte Absenkungsfaktor $\bar{\Phi}_B/\bar{\Phi}_M$ der Resonanzneutronen berechnen lassen. Zur Bestimmung von f_{res} können wir andererseits die Gl. (461), Gl. (475), Gl. (480), Gl. (480a) und Gl. (500) übernehmen, die wir für die thermische Nutzung f mehrschichtiger Reaktorzellen erhalten haben, nur mit dem Unterschied, daß jetzt die Gruppenkonstanten der Resonanzneutronen zu verwenden sind.

Die Resonanzneutronenflußdichte soll nämlich in jeder Schicht l der gewöhnlichen Diffusionsgleichung

$$\Delta\,\Phi_l(\mathfrak{r}) - \varkappa_l^2\,\Phi_l(\mathfrak{r}) + \frac{q_l(E_{\mathrm{I}})}{D_l} = 0 \tag{517}$$

genügen. Dabei wird die Quellstärke $q(E_{\mathrm{I}})$ im Moderator konstant und in allen übrigen Schichten aber gleich Null gesetzt; die Randbedingungen sollen ebenfalls dieselben sein wie bei Berechnung der thermischen Nutzung: a) kein Nettostrom am Rand der Einheitszelle und b) Stetigkeit von Flußdichte und Strom an jeder Grenzschicht.

Wir wollen nun die einzelnen Schritte dieses Rechenprogramms ausführen. Als erstes bestimmen wir für jede Schicht l die benötigten Gruppenkonstanten, nämlich den

---

[1]) Für Gitter aus Brennstoffplatten s. hierzu Corngold, N., Nucl. Energy **4** (1957), 293.

[2]) Christy, R. F., Weinberg, A. M., u. Wigner, E. P., CP-2062 (1944).

makroskopischen Absorptionsquerschnitt Σ_{al} und die reziproke Diffusionslänge $\varkappa_l$. Für Σ_{al} ist bei Brennstoff

$$\overline{\Sigma}_{aB} = \frac{N_{vB} \int\limits_{E_b}^{E_a} \left[a(E') + b(E') \frac{S_B}{M_B} \right] \frac{dE'}{E'}}{\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})} \tag{518}$$

einzusetzen; für die übrigen Schichten der Zelle gilt

$$\Sigma_{al} = \Sigma_{br,l} = \frac{\xi_l \overline{\Sigma}_{sl}}{\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})}. \tag{519}$$

Die in Gl. (518) bzw. Gl. (519) auftretende Lethargiebreite $\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})$ des Resonanzbereichs wird wie folgt ermittelt (Fillmore[1]). Man bringt in zylindrische Brennstoffstäbe mit verschiedenen Radien kreisförmige U^{238}-Folien ein und mißt deren Epi-Kadmium-Aktivierung. Nach der Diffusionstheorie muß diese dem Absenkungsfaktor $\mathcal{F}(\varkappa_B r_B)$ [Gl. (481)] umgekehrt proportional sein. Andrerseits ist die Aktivierung auch gleich der integralen Volumabsorption der Folie, gemittelt über den Stabdurchmesser und den gesamten Resonanzbereich. Hieraus gewinnt man eine Bedingung zur Berechnung von $\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})$. Dabei wird von der bereits erwähnten Voraussetzung Gebrauch gemacht, daß die Volumabsorption konstant und nur im Lethargieintervall $\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})$ vorhanden sein soll. Die Ergebnisse dieser Methode sind in Tab. **478.1** zusammengestellt.

478.1
Lethargiebreite des Resonanzbereichs

Brennstoff	U-Metall	U_3O_8	UO_2
$\ln\left(\frac{E_{\rm I}}{E_{\rm II}}\right)$	2,60	2,89	2,77

Die unterschiedlichen effektiven Breiten des Resonanzbereichs werden durch die verschieden große Volumabsorption der einzelnen Brennstoffe erklärt. Früher benutzte man die Werte 5,63 für U-Metall und 7,3 für U_3O_8, die offenbar auf theoretischem Wege gewonnen worden waren, aber nicht mit den späteren Aktivierungsmessungen in Einklang gebracht werden konnten. Bei der Auswertung dieser Messungen wurde außerdem berücksichtigt, daß der für die gesamte Volumabsorption der U^{238}-Folie gemessene Betrag um den Beitrag der gewöhnlichen $1/v$-Absorption des U^{238} zu vermindern ist, damit nur der reine Resonanzeffekt erfaßt wird. Weil dieser Korrektion eine grundsätzliche Bedeutung zukommt, müssen wir hierauf noch ausführlicher eingehen (s. S. 481).

478.2 Moderator-Gruppenkonstanten für Resonanzneutronen

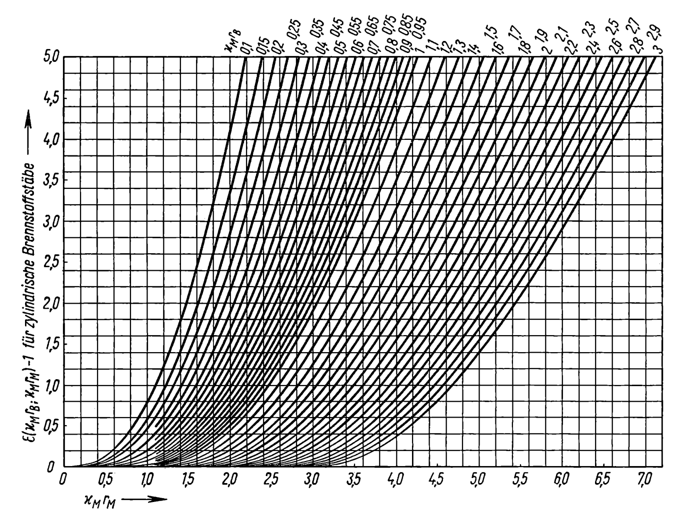
Moderator	H_2O	D_2O	Graphit	Be	BeO	
$\Sigma_{br,M} \frac{\ln\left(\frac{E_{\rm I}}{E_{\rm II}}\right)}{\varrho_M}$	1,35	0,155	0,040	0,095	0,042	cm^2/g
$\varkappa_M \cdot \frac{\sqrt{\ln\left(\frac{E_{\rm I}}{E_{\rm II}}\right)}}{\varrho_M}$	1,38	0,332	0,163	0,303	0,163	cm^2/g

Aus dem durch die Aktivierungsmessung erhaltenen Absenkungsfaktor $\mathcal{F}(\varkappa_B r_B)$ wurde außer $\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})$ auch die reziproke Diffusionslänge $\varkappa_B$ der Resonanzneutronen im Brennstoff bestimmt: für U-Metall $\varkappa_B = (0{,}0222\ cm^2/g) \cdot \varrho_B$ und für U_3O_8 $\varkappa_B = (0{,}025\ cm^2/g) \cdot \varrho_B$. Da für $\varkappa_B$ diese experimentell gefundenen Werte verwendet werden können, geht die abgeleitete Lethargiebreite $\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})$ des Resonanzbereichs nur in den Moderationsquerschnitt $\Sigma_{br,l}$ [Gl. (519)] und in die reziproke Diffusionslänge $\varkappa_l$ der übrigen Schichten ein. $\varkappa_l$ wird nach Gl. (120) berechnet. Nun sind aber Schutzhülsen- und Strukturmaterialien gegenüber Resonanzneutronen nahezu völlig transparent; deshalb kann man zur Vereinfachung die dazugehörigen $\Sigma_{br,l}$- bzw. $\varkappa_l$-Werte gleich Null setzen, womit sich die entsprechenden Matrizen $\mathfrak{T}^{(l)}$ von Gl. (468) zu Einheitsmatrizen reduzieren. Weil die Lethargiebreite $\ln (E_{\rm I}/E_{\rm II})$

[1]) Fillmore, F. L., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 355.

des Resonanzbereichs für jeden Brennstoff verschieden ist, sind in Tab. **478.2** der Moderator-Gruppenkonstanten nur $\Sigma_{br,l} \cdot \ln(E_{\mathrm{I}}/E_{\mathrm{II}})/\varrho_M$ und $\varkappa_M \cdot \sqrt{\ln(E_{\mathrm{I}}/E_{\mathrm{II}})/\varrho_M}$ aufgeführt. Bis auf das im Resonanzabsorptionsquerschnitt $\bar{\Sigma}_{aB}$ [Gl. (518)] enthaltene Integral sind damit alle benötigten Gruppenkonstanten bekannt.

Als nächsten Schritt im Rahmen des auszuführenden Rechenprogramms berechnen wir aus der Resonanznutzung f_{res} den gesuchten Absenkungsfaktor $\bar{\Phi}_B/\bar{\Phi}_M$. Wegen der bereits erwähnten Transparenz der Schutzhülsen gegenüber Resonanzneutronen be-



479.1 Die Überschußabbremsung $\mathcal{E}(\varkappa_M r_B, \varkappa_M r_M) - 1$ der Resonanzneutronen in der Moderatorschicht einer zylindrischen Reaktorzelle. (Eigene Rechnungen, unveröffentlicht)

schränken wir uns auf eine zweischichtige Reaktorzelle aus plattenförmigen, kugelförmigen oder zylindrischen Brennelementen und Moderator, so daß wir Gl. (480) übernehmen können:

$$\frac{1}{f_{\mathrm{res}}} - 1 = \frac{\Sigma_{br,M} V_M}{\bar{\Sigma}_{aB} V_B} \mathcal{F}(\varkappa_B r_B) + \mathcal{E}(\varkappa_M r_B, \varkappa_M r_M) - 1 = \frac{\Sigma_{br,M} V_M \bar{\Phi}_M}{\bar{\Sigma}_{aB} V_B \bar{\Phi}_B}. \quad (520)$$

Hierin stellt $\mathcal{E} - 1$ die Überschußabbremsung der Resonanzneutronen im Moderator dar, wodurch diese aus dem Resonanzbereich entfernt werden (s. Fig. 479.1). Der gesuchte Absenkungsfaktor ist somit

$$\frac{\bar{\Phi}_B}{\bar{\Phi}_M} = \frac{V_M \Sigma_{br,M}}{V_B \bar{\Sigma}_{aB}} \cdot \frac{f_{\mathrm{res}}}{1 - f_{\mathrm{res}}}. \quad (521)$$

Mit Berücksichtigung von Gl. (518) und Gl. (519) ergibt sich schließlich nach Einsetzen dieses Ausdrucks in Gl. (515) eine besonders handliche Formel für die praktische Berechnung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p heterogener Reaktoren:

$$p = \exp\left\{-\frac{f_{\mathrm{res}}}{1 - f_{\mathrm{res}}}\right\}. \quad (522)$$

3.2343 Bestimmung des Resonanzintegrals

Im Anschluß an die Ableitung dieser Formel müssen wir die Bestimmung des sog. Resonanzintegrals nachtragen, das in Gl. (515) bzw. Gl. (518) auftritt und das sich aus einem Volumterm

$$A_V = \int_{E_b}^{E_a} a(E') \frac{\mathrm{d}E'}{E'} = \int_{E_b}^{E_a} \frac{\sigma_{a\,B}(E')}{1 + \dfrac{\sigma_{a\,B}(E') + \sigma_{s\,B}(E')}{\Sigma_{s\,M}/N_{v\,B}}} \frac{\mathrm{d}E'}{E'} \tag{523}$$

und einem Oberflächenterm

$$A_S = \int_{E_b}^{E_a} b(E') \frac{\mathrm{d}E'}{E'} = \frac{1}{4N_{vB}} \int_{E_b}^{E_a} \frac{\sigma_{a\,B}(E')\,[\sigma_{s\,B}(E') + \sigma_{a\,B}(E')]}{[\Sigma_{s\,M}/N_{v\,B} + \sigma_{s\,B}(E') + \sigma_{a\,B}(E')]^2} \frac{\mathrm{d}E'}{E} \tag{524}$$

zusammensetzt. Um diese beiden Terme zu berechnen, muß man wissen, wie die Wirkungsquerschnitte des Brennstoffs von der Energie abhängen. Wie in der theoretischen Kernphysik begründet wird[1]), läßt sich der Wirkungsquerschnittsverlauf um eine isolierte Resonanzstelle bei der Energie E_{res} mit Hilfe der Breit-Wigner-Formel beschreiben (s. a. 1.183). Es gilt

a) für die (n, γ)-Reaktion

$$\sigma_a(E) = \pi\,\lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_{\mathrm{n}}\Gamma_{\gamma}}{(\Gamma/2)^2 + (E - E_{\mathrm{res}})^2} \tag{525}$$

und b) für die elastische Resonanzstreuung (ohne Interferenz mit der elastischen Potentialstreuung)

$$\sigma_s(E) = \pi\,\lambda\!\!\!^{-2} \cdot \frac{\Gamma_{\mathrm{n}}^2}{(\Gamma/2)^2 + (E - E_{\mathrm{res}})^2}. \tag{526}$$

Die in Gl. (525) bzw. Gl. (526) vorkommenden Größen haben folgende Bedeutung:
$\lambda\!\!\!^{-} = \hbar \left(\dfrac{2\,\mathsf{A}\,m_{\mathrm{n}}\,E}{\mathsf{A}+1}\right)^{-1/2}$ ist die reduzierte de Broglie-Wellenlänge der mit der kinetischen Energie E auf freie Kerne vom Atomgewicht A auftreffenden Neutronen; Γ ist die gesamte Halbwertsbreite des Resonanzniveaus, also die Summe der einzelnen Resonanzbreiten aller bei E_{res} möglichen Reaktionen, z. B. $\Gamma = \Gamma_{\mathrm{n}} + \Gamma_{\gamma}$; $\Gamma_{\mathrm{n}} \sim \sqrt{E}$ ist die Breite für Absorption oder Emission eines Neutrons; Γ_{γ} ist dasselbe für ein γ-Quant. Gl. (525) und Gl. (526) sind noch durch einen für unsere Zwecke unwesentlichen Spinfaktor zu ergänzen, in dem die gegenseitige Orientierung des Spins des Zwischenkerns und des Neutronenbahndrehimpulses zum Ausdruck kommt.

Bei gehäuften Resonanzen überlagert man einfach die Beiträge der einzelnen Resonanzlinien. Setzt man die auf diese Weise aufgestellten theoretischen Wirkungsquerschnittfunktionen in Gl. (523) und Gl. (524) ein und integriert über die Energie, so erhält man die gesuchten Zahlenwerte der beiden Terme A_V und A_S, die zur Angabe des Resonanzintegrals benötigt werden. Zwei Umstände erschweren jedoch die Ausführung dieses Verfahrens. Erstens muß das Auflösungsvermögen der experimentellen Anordnung, mit der die Wirkungsquerschnittskurven gemessen werden, groß genug sein, damit die Resonanzparameter E_{res}, Γ, Γ_{n} und Γ_{γ} mit sehr hoher Genauigkeit ermittelt werden können. Zweitens ist die thermische Eigenbewegung der Absorberatome zu berücksichtigen, weil dadurch eine Verbreiterung der Resonanzlinien zustande kommt (Doppler-Effekt). Aus diesen Gründen hat man sich von Anfang an bemüht, A_V und A_S auf rein experimentellem Wege zu gewinnen.

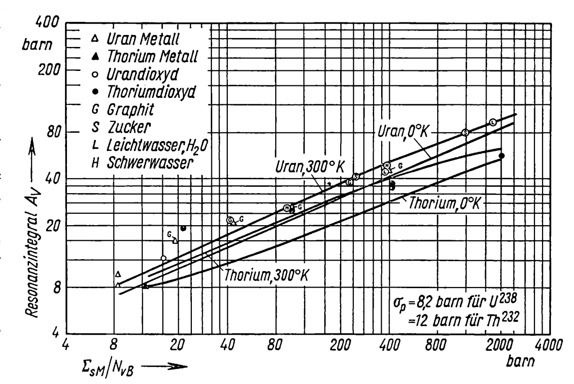
Tab. **482.1** gibt eine Auswahl der wichtigsten, aus Messungen abgeleiteten Resonanz-

[1]) Hierzu s. Blatt, J. M., u. Weisskopf, V. F., Theoretical Nuclear Physics, New York 1952, S. 379 bis 411 und S. 542 bis 559.

integrale für kugelförmige oder zylindrische Brennelemente. Bei Benutzung dieser Tabelle ist folgendes zu beachten: Dem eigentlichen Resonanzabsorptionsquerschnitt überlagert sich der thermische Absorptionsquerschnitt, welcher proportional zu $1/v$ ist. Es besteht nun keine Einmütigkeit darüber, ob der Beitrag des $1/v$-Anteils im Resonanzintegral einzuschließen oder wegzulassen ist. Die Beantwortung dieser Frage ist im wesentlichen davon abhängig, wie f und p berechnet werden.

Definiert man die thermische Nutzung f als Prozentsatz derjenigen Neutronen, die im Brennstoff nach dem $1/v$-Gesetz absorbiert werden, gleichgültig bei welcher Energie dies geschieht, so sind die Resonanzintegrale um den $1/v$-Anteil zu verringern. Für diese Trennung zwischen p und f sprechen zwei Gründe. Der Wert des erhaltenen Resonanzintegrals wird damit unabhängig von der bei etwa 0,4 eV liegenden Grenzenergie für den hohen Absorptionsquerschnitt von Kadmium[1]). Dies ist notwendig, weil man bei den erforderlichen Aktivierungsmessungen die zu untersuchenden Proben mit einer dünnen Cd-Folie umkleiden muß (s. 3.3). Mit der $1/v$-Absorption des U^{238} im Resonanzgebiet konkurriert schließlich diejenige des U^{235}. Sofern die vorhandene U^{235}-Anreicherung gering ist, wird U^{235} nicht als Resonanzabsorber wirksam. Dann ist es sinnvoller, die Absorption epithermischer Neutronen durch U^{235} in f zu erfassen.

Andererseits wird dadurch das alte bewährte halbempirische Rezept[2]) für die Berechnung von Uran-Graphit-Reaktoren unbrauchbar, wenn im verwendeten Resonanzintegral der $1/v$-Anteil, von der Cd-Grenzenergie bei 0,4 eV angenommen, fehlen würde. Dieses Rezept ist nämlich so eingerichtet, daß man mit $\eta = 1{,}315$ für Natururan Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung in p und f erzielt, falls die mit E_b bezeichnete Energiegrenze gerade bei 0,4 eV liegt, bei welcher sich die epithermische $1/E$-Flußdichteverteilung an das Maxwell-Spektrum der thermischen Neutronen anschließt. Ferner kann man den $1/v$-Anteil nur dann eindeutig von der reinen Resonanzabsorption trennen, wenn der Wirkungsquerschnitt zwischen dem thermischen Gebiet und der ersten aufgelösten Resonanzlinie so stark absinkt, daß man sich vergewissern kann, ob nicht eine noch tiefer liegende Resonanzstelle vom $1/v$-Anteil verdeckt wird. Deshalb ist es in manchen Fällen besser, die in diesem Kapitel bislang verwendete Aufteilung zwischen p und f beizubehalten. Danach bezieht sich f auf die Absorption solcher Neutronen, die bis zur Energie E_b eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung einnehmen.



481.1 Der Volumabsorptionsterm A_V des Resonanzintegrals als Funktion von Σ_{sM}/N_{vB} nach Rechnungen von Dresner im Vergleich zu verschiedenen Messungen — Nach Dresner, L., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 78

In Tab. **482.1** ist vermerkt, wo der $1/v$-Beitrag vom gemessenen Resonanzintegral bereits abgezogen worden ist. Dieser beträgt für U^{238} 1,4 barn, für Th^{232} 3,5 barn. Die in der Tabelle angegebenen Resonanzintegrale gelten zunächst nur für reinen, unverdünnten Brennstoff. Sofern diesem irgendwelche anderen Materialien zulegiert sind wie z. B. Aluminium oder Zirkonium, muß man andere Volum- und Oberflächenabsorptionskoeffizienten verwenden. In den Fig. **481.1** und **483.2** sind, soweit bekannt, die neuen A_V- und A_S-Werte gegen den

[1]) Zur Ermittlung der Cd-Grenzenergie s. Dayton, J. E., u. Pettus, W. G., Nucleonics **15**, Nr. 12 (1957), 87.

[2]) Hierzu s. Kaplan, I., u. Chernick, J., BNL 152 (1952).

482.1 Resonanzintegrale für kompakte Brennelemente aus reinem Absorber (für 20 °C)

Nr.	Brennstoff	Gültigkeitsbereich	Resonanzintegral barn	$\frac{1}{v}$-Anteil	Quelle
1	Uranmetall	$\frac{S_B}{M_B} < 1{,}5\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$9{,}25\left(1 + 2{,}67\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)$	mit	[1]
2		$\frac{S_B}{M_B} < 1{,}5\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$7{,}30\left(1 + 3{,}10\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)$	ohne	[2]
3		$0{,}05 < \frac{S_B}{M_B} < 0{,}2\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$5{,}0\left(1 + 7{,}0\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)$	ohne	[3]
4		$0{,}10 < \frac{S_B}{M_B} < 15{,}0\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$10{,}2\left(1 + \frac{2{,}95\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}{\frac{M_B}{S_B} + 0{,}11\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}\right)$	mit	[4]
5		$0{,}05 < \frac{S_B}{M_B} < 0{,}35\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$6{,}0\left[1 + 15{,}6\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B} \times \times\left(1 - 2{,}18\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B} + 2{,}19\,\frac{\text{g}^2}{\text{cm}^4}\,\frac{S_B^2}{M_B^2}\right)\right]$	ohne	[5]
6		$0{,}05 < \frac{S_B}{M_B} < 0{,}70\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$2{,}51\left(1 + 9{,}85\,\frac{\text{g}^{1/2}}{\text{cm}}\sqrt{\frac{S_B}{M_B}}\right)$	ohne	[6]
7	U_3O_8		$12{,}0\left(1 + 1{,}67\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)$	mit	[7]
8			$10{,}9\left(1 + 1{,}95\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)$	ohne	[8]
9	UO_2		$11{,}51\left(1 + 1{,}92\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)$	mit	[9]
10		$0{,}15 < \frac{S_B}{M_B} < 0{,}55\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$11{,}3\left(1 + 2{,}02\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)$ und $3{,}85\left(1 + 6{,}91\,\frac{\text{g}^{1/2}}{\text{cm}}\sqrt{\frac{S_B}{M_B}}\right)$	ohne	[6]
11	Thoriummetall	$0{,}10 < \frac{S_B}{M_B} < 15{,}0\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$8{,}37\left(1 + \frac{0{,}55\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}{\frac{M_B}{S_B} + 0{,}08\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}\right)$	mit	[4]
12		$0{,}05 < \frac{S_B}{M_B} < 0{,}35\,\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$6{,}11\left[1 + 5{,}0\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B} \times \times\left(1 - 0{,}87\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}\,\frac{S_B}{M_B}\right)\right]$	ohne	[10]

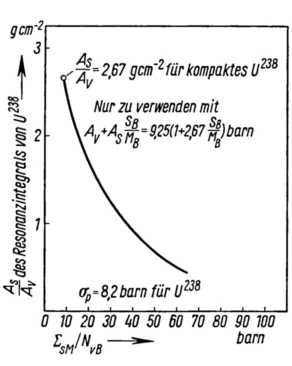
Quellen zu Tab. **482.1**:

[1]) Creutz, E., Jupnik, H., u. Snyder, T., CP-116 (1944) — [2]) Wigner, E. P., Creutz, E., Jupnik, H., u. Snyder, T., J. Appl. Phys. **26** (1955), 260 — [3]) Mummery, P. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 282, P/429. — Crocker, V. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 102, P/427 —

483.1 Volumterm A_V des Resonanzintegrals für homogene Mischung von Absorber und anderen Brennstoffbestandteilen, auch Moderator; endliche Verdünnung; mit $1/v$-Anteil

Brennstoff	Gültigkeitsbereich	Resonanzintegral barn	Quelle
Uran	bis $\frac{\Sigma_{sM}}{N_{vB}} \sim 1000$ barn 20 °C	$3{,}9\left(\frac{\Sigma_{sM}/\text{barn}}{N_{vB}}\right)^{0{,}415}$	Glasstone, S. u. Edlund, M. S., Elements of Nuclear Reactor Theory, New York 1952, S. 256
	bis $\frac{\Sigma_{sM}}{N_{vB}} \sim 2000$ barn 0 °K	$2{,}82\left(\frac{\Sigma_{sM}/\text{barn}}{N_{vB}}\right)^{0{,}446}$	Dresner, L., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 68
	bis $\frac{\Sigma_{sM}}{N_{vB}} \sim 800$ barn 300 °K	$3{,}04\left(\frac{\Sigma_{sM}/\text{barn}}{N_{vB}}\right)^{0{,}475}$	Dresner, L., wie oben
Thorium	bis $\frac{\Sigma_{sM}}{N_{vB}} \sim 2000$ barn 0 °K	$3{,}10\left(\frac{\Sigma_{sM}/\text{barn}}{N_{vB}}\right)^{0{,}368}$	Dresner, L., wie oben
	bis $\frac{\Sigma_{sM}}{N_{vB}} \sim 800$ barn 300 °K	$3{,}20\left(\frac{\Sigma_{sM}/\text{barn}}{N_{vB}}\right)^{0{,}430}$	Dresner, L., wie oben

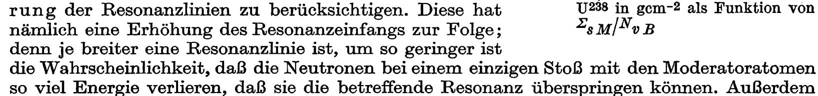
gesamten energieunabhängigen Streuquerschnitt Σ_{sM}/N_{vB} aufgetragen. Dieser bezieht sich auf ein Absorberatom; unter Σ_{sM} wird der Streuquerschnitt aller anderen Brennstoffbestandteile einschließlich der Potentialstreuung Σ_{pB} des Absorbers verstanden (s. S. 476). Soweit es sich um den Volumabsorptionsanteil A_V handelt, gelingt es sogar, für die von Dresner berechneten Kurven von Fig. **481.1** einfache analytische Ausdrücke anzugeben, die in Tab. **483.1** aufgeführt sind.



483.2 A_S/A_V des Resonanzintegrals von U^{238} in gcm^{-2} als Funktion von Σ_{sM}/N_{vB}

3.2344 Berücksichtigung der Doppler-Verbreiterung der Resonanzlinien

Um A_V und A_S als Funktion von Σ_{sM}/N_{vB} zu gewinnen, ist es unbedingt notwendig, die Doppler-Verbreiterung der Resonanzlinien zu berücksichtigen. Diese hat nämlich eine Erhöhung des Resonanzeinfangs zur Folge; denn je breiter eine Resonanzlinie ist, um so geringer ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Neutronen bei einem einzigen Stoß mit den Moderatoratomen so viel Energie verlieren, daß sie die betreffende Resonanz überspringen können. Außerdem



Noch Quellen zu Tab. **482.1**

[4]) Macklin, R. L., u. Pomerance, H. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 96, P/833 und Progress in Nuclear Energy, Bd. I, Physics, London 1956, S. 179 bis 189 — [5]) Davis, M. V., J. Appl. Phys. **28** (1957), 250 und HW-37766 (1955) — [6]) Hellstrand, E., Symposium der European Atomic Energy Society, Frankfurt 1957 und J. Appl. Phys. **28** (1957), 1493 — [7]) Plass, G. N., u. Wigner, E. P., CP-372 (1942) — [8]) Creutz, E., Jupnik, H., Snyder, T., u. Wigner, E. P., J. Appl. Phys. **26** (1955), 271 — [9]) CP-445 (1943) — [10]) Davis, M. V., J. Appl. Phys. **28** (1957), 714

wird der Absorptionsquerschnitt $\sigma_{aB}(E_{res})$ kleiner; dadurch erhöht sich die Eindringtiefe der auf das Brennelement auftreffenden Neutronen, so daß die Einsenkung der Flußdichte im Brennstoff und damit dessen Selbstabschirmung vor den Resonanzneutronen abnimmt.

Den effektiven Absorptionsquerschnitt findet man durch Mittelung über die Energieverteilung $N(E_{eff})$ der Absorberatome:

$$\sigma_{aB}(E) = \int \sigma_{aB}(E_{eff})\, N(E_{eff})\, dE_{eff}. \qquad (527)$$

Hierbei ist E_{eff} die Energie des bei Einfang des Neutrons gebildeten Zwischenkerns im System des Massenschwerpunktes (s. 3.222 1):

$$E_{eff} = \frac{1}{2}\, \frac{A}{A+1}\, |\mathfrak{v}_1 - \mathfrak{v}_1'|^2 \qquad (528)$$

[$A/(A+1)$ = reduzierte Masse, $\mathfrak{v}_1$ bzw. $\mathfrak{v}_1'$ Geschwindigkeit des Neutrons bzw. des Absorberkerns vor dem Stoß im Laborsystem]. Würde das absorbierende Atom im L-System ruhen, so wäre die Energie des Zwischenkerns

$$E = \frac{1}{2}\, \frac{A}{A+1}\, v_1^2. \qquad (529)$$

Da sich jedoch der Absorberkern mit der Geschwindigkeit v_1' bewegt, z. B. gegen das ankommende Neutron, gilt

$$E_{eff} \cong \frac{1}{2}\, \frac{A}{A+1}\, v_1^2 - \frac{A}{A+1}\, v_1 v_1' = E - \left(\frac{2AE}{A+1}\right)^{1/2} v_1'. \qquad (530)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung der Absorber hat Maxwell-Charakter [s. Gl. (14)] (T_B = absolute Brennstofftemperatur):

$$N(v_1')\, dv_1' = \left(\frac{A\, m_n}{2\pi\, k\, T_B}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{A\, m_n\, v_1'^2}{2k\, T_B}\right) dv_1', \qquad (531)$$

woraus man mit Gl. (530) erhält:

$$N(E_{eff})\, dE_{eff} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{(A+1)\, m_n}{4E\, k\, T_B}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{(A+1)\, m_n (E - E_{eff})^2}{4E\, k\, T_B}\right) dE_{eff}. \qquad (532)$$

Setzt man diesen Ausdruck sowie Gl. (525) in Gl. (527) ein, ergibt sich

$$\sigma_{aB}(E) = \frac{\sigma_0 \Gamma_\gamma}{\Gamma} \cdot \frac{\zeta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-\zeta^2 (x-y)^2/4]}{1+y^2}\, dy = \frac{\sigma_0 \Gamma_\gamma}{\Gamma} \cdot \psi(\zeta, x) \qquad (533)$$

mit den Abkürzungen

$$\sigma_0 = 4\pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n}{\Gamma}, \quad x = \frac{E - E_{res}}{\Gamma/2}, \quad y = \frac{E_{eff} - E_{res}}{\Gamma/2} \quad \text{und} \quad \zeta = \Gamma \left(\frac{(A+1)\, m_n}{4E\, k\, T_B}\right)^{1/2}. \qquad (534)$$

Die Funktion $\psi(\zeta, x)$ ist von Rose u. a.[1]) tabelliert worden. $\psi(\zeta, x)$ geht mit $\zeta \to \infty$ in $1/(1+x^2)$ über; dies ist der Fall, wenn die Absorberatome keine thermische Bewegung ausführen ($T_B = 0$). Die von der Wirkungsquerschnittskurve eingeschlossene Fläche ist unabhängig von ζ, nämlich gleich $\pi\, \sigma_0\, \Gamma_\gamma/2$, wie man durch Integration von Gl. (533) über x bestätigt.

Für den Resonanzstreuquerschnitt $\sigma_{sB}(E)$ gilt entsprechend

$$\sigma_{sB}(E) = \frac{\sigma_0 \Gamma_n}{\Gamma} \cdot \psi(\zeta, x). \qquad (535)$$

Mit Hilfe von Gl. (533) und Gl. (535) kann man schließlich — entweder mit den für jede Resonanzlinie gemessenen Parametern oder, wenn diese nicht verfügbar sind, mit über mehrere Resonanzen geeignet gemittelten Parametern[2]) — A_V und A_S für verschiedene Temperaturen T_B als Funktion von Σ_{sM}/N_{vB} berechnen (Dresner[3])). So erhält man folgenden Grenzwert für A_V

[1]) Rose, M. E., u. a., WAPD-SR-506 (1954); Kurven für $\psi(\zeta, x)$ bei Monk, A. T., u. a., AEC C-66 (1954) u. Melkonian, E., Havens Jr., W. W., u. Rainwater, J., Phys. Rev. **92** (1953), 702. Eine andere Methode zur Berücksichtigung der Doppler-Verbreiterung s. Van der Held, E. F. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 107, P/948.

[2]) Zur Mittelung der Resonanzparameter s. Wigner u. a., J. Appl. Phys. **26** (1955), 260.

[3]) Dresner, L., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 68 u. 501.

bei unendlich großer Verdünnung des Resonanzabsorbers ($\Sigma_{sM}/N_{vB} \to \infty$):

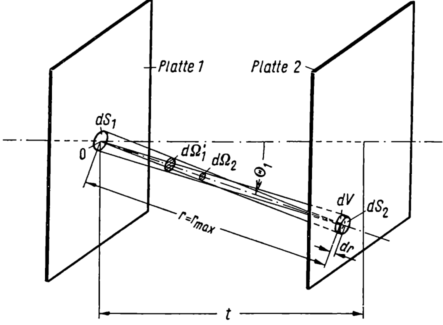
$$A_{V\infty} = \sum_i \frac{\Gamma_\gamma^i}{\Gamma^i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sigma_0^i \psi(\zeta^i, x)}{x + 2E_{\text{res}}^i/\Gamma^i} \, dx \cong \sum_i \frac{\Gamma_\gamma^i \sigma_0^i}{2E_{\text{res}}^i} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\zeta^i, x) \, dx = \sum_i \frac{\Gamma_\gamma^i \sigma_0^i \pi}{2E_{\text{res}}^i}. \tag{536}$$

Mit dieser Formel findet man für U^{238} $A_{V\infty} = 290$ barn und für Th^{232} $A_{V\infty} = 83$ barn in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten 281 bzw. 66,5 barn (ohne $1/v$-Anteil) (Macklin u. Pomerance[1]). Wie man aus Tab. **482.1** ersieht, zeigen nicht alle angegebenen Resonanzintegrale die erwartete lineare S_B/M_B-Abhängigkeit. Weil die Resonanzintegrale mit immer kleiner werdendem Volumen der Brennelemente den Grenzwerten $A_{V\infty}$ zustreben müssen, kann der lineare Ansatz ohnehin nicht für alle S_B/M_B-Werte gültig sein. Für große S_B/M_B benutzt man daher am besten die unter Nr. 4 und 11 der Tab. **482.1** aufgeführten Formeln, die so eingerichtet sind, daß für $S_B/M_B \to \infty$ gerade $A_{V\infty}$ herauskommt. Nach der von Gurevich und Pomeranchuk[2]) auf Grund eines statischen Modells entwickelten Theorie der Resonanzabsorption sollte das Resonanzintegral sogar proportional zu $\sqrt{S_B/M_B}$ sein, was teilweise durch die Messungen von Hellstrand[3]) bestätigt wird (Nr. 6 und 10 von Tab. **482.1**).

3.234 5 Erweiterung auf Doppelgitter dünner Platten

Wir wollen die Theorie des Resonanzeinfangs noch vervollständigen, indem wir eine Möglichkeit zur Verbesserung der für p abgeleiteten Gl. (515) zeigen, die sich bei der Berechnung von Doppelgittern notwendig erweist. Wenn die zylindrischen Brennelemente aus Bündeln dünner, dicht gepackter Platten aufgebaut sind, zwischen denen sich D_2O oder H_2O, also Moderator befindet, so werden die inneren Platten durch die Außenplatten abgeschirmt, und die Resonanzneutronenflußdichte erfährt nicht nur in jeder einzelnen Platte, sondern auch innerhalb des ganzen Plattenbündels eine Absenkung. Jedes Paket bestehe aus n parallelen Platten, deren Abstand gleich t sei; die Oberfläche jeder einzelnen Platte betrage S. Wird der Absenkungsfaktor der Flußdichte innerhalb des Bündels mit $(1 - C)$ bezeichnet, so ist die Anzahl der Oberflächenabsorptionsprozesse in einem derartig auflamellierten Brennelement

$$b'(E)\,\Phi_B(r_B, E)\,S_{B,\text{eff}} = b'(E)\,\Phi_B(r_B, E) \times S\,[1 + (n-1)(1-C)]. \tag{537}$$



485.1 Zur Ableitung der Absenkung der Resonanzflußdichte in einem Bündel dünner Brennstoffplatten

Man kann also Gl. (515) beibehalten, sofern man die durch Gl. (537) definierte effektive Oberfläche $S_{B,\text{eff}}$ einsetzt. Zur Bestimmung von C müssen wir nun allerdings nach Dancoff und Ginsburg[4]) annehmen, daß die Platten unendlich ausgedehnt sind. Für das folgende wird Fig. **485.1** zugrunde gelegt. In einem zwischen den zwei Platten 1 und 2 befindlichen Volumelement $dV = r^2\,dr\,d\Omega$ mögen $q\,dV$ Neutronen gerade bis zum Anfang des Resonanzbereichs moderiert worden sein. Dabei ist r der Abstand des betrachteten Volumelements vom Punkt O auf derjenigen Oberfläche von Platte 1, die Platte 2 zugekehrt

---

[1]) Macklin, R. L., u. Pomerance, R. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 96, P/833 u. Progress in Nuclear Energy, Bd. I, Physics, London 1956, S. 179 bis 189; s. auch, J. Nucl. Energy **2** (1956), 243.

[2]) Gurevich, I. I., u. Pomeranchuk, I. Y., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 466, P/649; Erweiterung auf Doppelgitter s. Petrov, G. V., J. Nucl. Energy **6** (1958), 251.

[3]) Hellstrand, E., Symposium der European Atomic Energy Society, Frankfurt 1957, u. J. Appl. Phys. **28** (1957), 1493.

[4]) Dancoff, S. M., u. Ginsburg, M., CP-2157 (1944).

ist. Von $\mathrm{d}V$ aus gesehen, erscheint das Oberflächenelement $\mathrm{d}S_1$ im Punkt O auf der ersten Platte unter dem Raumwinkel

$$\mathrm{d}\Omega_1 = \frac{\mathrm{d}S_1 \cos\Theta_1}{4\pi r^2} \tag{538}$$

(Θ_1 = Winkel zwischen Abstandsvektor und Flächennormalen). Somit ist die Wahrscheinlichkeit, daß die $q\,\mathrm{d}V$ entstandenen Resonanzneutronen zum Flächenelement $\mathrm{d}S_1$ ohne Energieverlust gelangen,

$$q\,\mathrm{d}V\,\mathrm{e}^{-\Sigma_s r}\,\mathrm{d}\Omega_1 = q\,\mathrm{e}^{-\Sigma_s r}\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\Omega\,\frac{\mathrm{d}S_1\cos\Theta_1}{4\pi}. \tag{539}$$

Durch Integration über r, Ω und S_1 erhält man hieraus die Wahrscheinlichkeit dafür, daß alle im Gebiet zwischen den beiden Platten erzeugten Resonanzneutronen die Oberfläche S_1 von Platte 1 erreichen, ohne dabei Energie zu verlieren:

$$q\int_0^{r_{\max}} \mathrm{e}^{-\Sigma_s r}\,\mathrm{d}r \int \mathrm{d}S_1 \int \frac{\mathrm{d}\Omega\cos\Theta_1}{4\pi} = \frac{q\,S_1}{4\Sigma_s}\left(1 - \frac{1}{\pi S_1}\int \mathrm{d}S_1 \int \mathrm{d}\Omega\cos\Theta_1\,\mathrm{e}^{-\Sigma_s r_{\max}}\right). \tag{540}$$

Der Weg r ist dann am längsten ($r = r_{\max}$), wenn die Neutronen gerade von derjenigen Oberfläche von Platte 2 kommen, die S_1 gegenüberliegt. Dieser Fall ist in Fig. **485.1** gezeichnet. Setzt man daher für $\mathrm{d}\Omega$ den Raumwinkel

$$\frac{\mathrm{d}S_2\cos\Theta_2}{r_{\max}^2} = \frac{\mathrm{d}S_2\cos\Theta_1}{r_{\max}^2} \tag{538a}$$

ein, unter dem $\mathrm{d}S_2$ vom gegenüberliegenden Oberflächenelement $\mathrm{d}S_1$ erscheint, so bekommt der Klammerausdruck von Gl. (540) die Bedeutung des gesuchten Absenkungsfaktors $(1 - C)$.

Mithin
$$C = \frac{1}{\pi S_1}\int \mathrm{d}S_1 \int \mathrm{d}S_2\,\frac{\cos^2\Theta_1}{r^2_{\max}}\,\mathrm{e}^{-\Sigma_s r_{\max}}. \tag{541}$$

Für den Fall paralleler Platten mit Abstand t wird hieraus

$$C = 2\,\mathrm{E}_3\,(t\,\Sigma_s), \tag{542}$$

wobei[1])

$$\mathrm{E}_3(x) = \int_1^\infty \frac{\mathrm{e}^{-xy}}{y^3}\,\mathrm{d}y = \frac{1}{2}\,[\mathrm{e}^{-x} - x\,\mathrm{e}^{-x} - x^2\,\mathrm{Ei}(-x)]. \tag{543}$$

Gl. (542) und Gl. (543) erfüllen die physikalische Forderung, daß bei großen Plattenabständen keine Flußeinsenkung mehr beobachtet wird. Die abgeleitete Korrektion gilt auch dann, wenn es sich um ein unendlich ausgedehntes Gitter dicht gepackter Brennstoffplatten handelt. Ist M die Masse einer einzigen Platte, so ergibt sich für das in Gl. (515) einzusetzende $S_{B,\,\mathrm{eff}}/M_B$-Verhältnis aller Platten

$$\frac{S_{B,\mathrm{eff}}}{M_B} = \lim_{n\to\infty} \frac{S}{n\cdot M}\,[1 + (n-1)(1-C)] = \frac{S}{M}\,[1 - 2\,\mathrm{E}_3(t\,\Sigma_s)]. \tag{544}$$

3.235 Das Verhalten schneller Neutronen im heterogenen, thermischen Reaktor

3.235 1 Der Schnellspaltfaktor ε eines einzelnen Brennelements

Um den Schnellspaltfaktor ε eines einzelnen Brennelements zu berechnen, machen wir folgende Annahmen:

a) Alle Spaltneutronen werden oberhalb der U^{238}-Spaltschwelle von 1 MeV erzeugt. Da in Wirklichkeit ein Teil der Spaltneutronen bei einer niedrigeren Energie als 1 MeV entsteht [s. Gl. (19)], wird hierdurch in ε ein Fehler von einigen Prozent verursacht.

b) Die Neutronenenergie soll sich bei elastischen Stößen mit den Brennstoffatomen nicht ändern.

---

[1]) Tabellen für $-\mathrm{Ei}(-x)$ bei Jahnke, E., u. Emde, F., Funktionentafeln mit Formeln und Kurven, 5. Aufl., Leipzig 1952, S. 1 bis 5.

c) Die Abbremsung der Spaltneutronen unter die Spaltschwellenergie des U^{238} erfolgt durch unelastische Erststöße mit den Brennstoffatomen sowie durch elastische Streuung an den Moderatoratomen.

Sodann ersetzen wir Gl. (21) durch folgende, äquivalente Definition:

Der Schnellspaltfaktor ε soll angeben, wie groß die Anzahl der unter die U^{238}-Spaltschwelle moderierten schnellen Neutronen ist, die aus einem primären, durch thermische Spaltung erzeugten Spaltneutron entstanden sind. Wir bezeichnen mit W die Wahrscheinlichkeit, daß das betrachtete Primärneutron mit den Brennstoffatomen eines einzelnen herausgegriffenen Brennelements zusammenstößt; W' sei die entsprechende Stoßzahl eines danach gebildeten Sekundärneutrons.

Nunmehr wollen wir aufschreiben, mit welcher Wahrscheinlichkeit eines der folgenden Ereignisse den vorhandenen Neutronen widerfährt:

1. Primärneutron

Anzahl der Erststöße $= W,$

hierbei entstandene Spaltneutronen $= \bar{\nu}\,(\sigma_{sp}/\sigma_T)\,W,$

elastische Streuung im Brennstoff $= (\sigma_s/\sigma_T)\,W,$

unelastische Streuung im Brennstoff $= (\sigma_{un}/\sigma_T)\,W,$

vor Erststoß entweichende Neutronen $= 1 - W.$

Mithin stehen nach den Erststößen $ZW = \dfrac{(\bar{\nu}\,\sigma_{sp} + \sigma_s)\,W}{\sigma_T}$ Sekundärneutronen zur Verfügung.

2. Neutronen der n-ten Generation

Anzahl der neuen Stöße $= W\,(ZW')^{n-1},$

hierbei entstandene Spaltneutronen $= \bar{\nu}\,(\sigma_{sp}/\sigma_T)\,W\,(ZW')^{n-1},$

elastische Streuung im Brennstoff $= (\sigma_s/\sigma_T)\,W\,(ZW')^{n-1},$

unelastische Streuung im Brennstoff $= (\sigma_{un}/\sigma_T)\,W\,(ZW')^{n-1},$

vor neuem Stoß entweichende Neutronen $= (1 - W')\,(W/W')\,(ZW')^{n-1}.$

Der gesuchte Schnellspaltfaktor ε ergibt sich, wenn man für alle Neutronengenerationen die beiden letzten Posten der aufgestellten Bilanz aufsummiert:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1 - W + \frac{\sigma_{un}}{\sigma_T}\,W + \left[(1 - W')\,\frac{W}{W'} + \frac{\sigma_{un}}{\sigma_T}\,W\right] \sum_{i=2}^{\infty} (Z\,W')^{i-1} \\ &= 1 + W\left(\frac{\sigma_{un}}{\sigma_T} - 1\right) + \left[\frac{W}{W'} + W\left(\frac{\sigma_{un}}{\sigma_T} - 1\right)\right]\left[\frac{1}{1 - Z\,W'} - 1\right]. \end{aligned} \tag{545}$$

Nach Einsetzen von Z und von $\sigma_{un} - \sigma_T = -(\sigma_{sp} + \sigma_e + \sigma_s) = -(\sigma_a + \sigma_s)$ wird hieraus

$$\varepsilon = 1 + \frac{\left[(\bar{\nu} - 1) - \dfrac{\sigma_e}{\sigma_{sp}}\right]\dfrac{\sigma_{sp}}{\sigma_T}\,W}{1 - W'\left(\dfrac{\bar{\nu}\,\sigma_{sp} + \sigma_s}{\sigma_T}\right)}. \tag{546}$$

Um diese Formel anzuwenden, müssen wir Mittelwerte der Wirkungsquerschnitte für den Energiebereich oberhalb der Spaltschwelle bestimmen und die Stoßwahrscheinlichkeiten W und W' berechnen. Bei Natururan verwendet man neben $\bar{\nu} = 2{,}55$ folgende Werte[1]):

	σ_T	σ_{sp}	σ_e	σ_s	σ_{un}
barn	4,3	0,29	0,04	1,50	2,47

[1]) Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 495, New York 1955, und CL-697, Chicago Metallurgical Project Handbook, Bd. II, Kap. IV E.

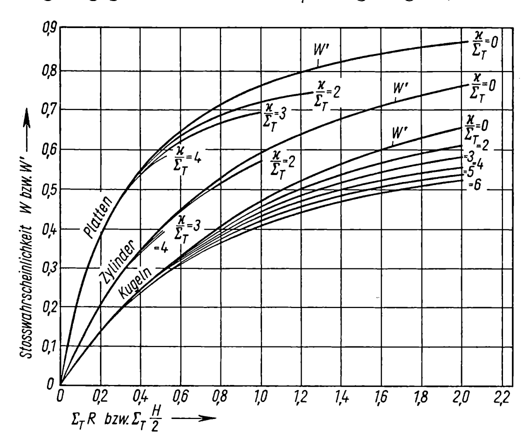
W und W' lassen sich auf die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|)\,\mathrm{d}V$ [Gl. (321)] zurückführen, daß ein am Ort $\mathfrak{r}'$ entstandenes Neutron in einem am Ort $\mathfrak{r}_0$ befindlichen Volumelement $\mathrm{d}V$ gestreut wird. Wir bezeichnen mit $n(\mathfrak{r}', \varkappa)$ die mit der thermischen Neutronenverteilung übereinstimmende Verteilung der primären Spaltneutronen im Brennelement ($\varkappa$ = reziproke thermische Diffusionslänge). Dann beträgt die vom Radius R bzw. der halben Dicke $H/2$ des Brennelements abhängige Wahrscheinlichkeit W für einen Stoß des Primärneutrons[1])

$$W\left(\frac{\varkappa}{\Sigma_T}, \Sigma_T R\right) \quad \text{bzw.} \quad W\left(\frac{\varkappa}{\Sigma_T}, \Sigma_T \frac{H}{2}\right)$$
$$= \int_{V'}\int_{V} \mathcal{P}(|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|)\, n(\mathfrak{r}', \varkappa)\, \mathrm{d}V'\,\mathrm{d}V \Big/ \int_{V'} n(\mathfrak{r}', \varkappa)\,\mathrm{d}V' \tag{547}$$
$$= \frac{\Sigma_T}{4\pi} \int_{V'}\int_{V} \frac{\exp[-\Sigma_T|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|]\, n(\mathfrak{r}', \varkappa)}{|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|^2}\, \mathrm{d}V'\,\mathrm{d}V \Big/ \int_{V'} n(\mathfrak{r}', \varkappa)\,\mathrm{d}V'.$$

Nach einem Erststoß bildet sich eine gleichförmige Verteilung der Sekundärneutronen aus, d. h. $n(\mathfrak{r}', \varkappa) = n(\mathfrak{r}', 0) = \text{const}$. Somit ist die Zweistoßwahrscheinlichkeit

$$W'\left(0, \Sigma_T R\right) \quad \text{bzw.} \quad W'\left(\Sigma_T \frac{H}{2}\right) = W(0, \Sigma_T R) \quad \text{bzw.} \quad W\left(0, \Sigma_T \frac{H}{2}\right)$$
$$= \int_{V'}\int_{V} \mathcal{P}(|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|)\,\mathrm{d}V'\,\mathrm{d}V \Big/ \int_{V'} \mathrm{d}V' \tag{548}$$
$$= \frac{\Sigma_T}{4\pi} \int_{V'}\int_{V} \frac{\exp[-\Sigma_T|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|]}{|\mathfrak{r}_0 - \mathfrak{r}'|^2}\, \mathrm{d}V'\,\mathrm{d}V \Big/ \int_{V'} \mathrm{d}V'.$$

In Fig. **488.1** sind die Stoßwahrscheinlichkeiten W und W' für Platten, Zylinder und Kugeln gegen $\Sigma_T R$ bzw. $\Sigma_T H/2$ aufgetragen[2]).



488.1 Stoßwahrscheinlichkeit W bzw. W' schneller Spaltneutronen im Brennstoff als Funktion von $\Sigma_T R$ bzw. $\Sigma_T H/2$. — Aus Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 516, New York 1955

3.235 2
Einfluß benachbarter Brennelemente und des Moderators auf den Schnellspaltfaktor ε

Das beschriebene Verfahren zur Berechnung des Schnellspaltfaktors ε läßt zwei Effekte unberücksichtigt. Schnelle Neutronen, die ein Brennelement mit über der U^{238}-Spaltschwelle liegender Energie verlassen, können auch in benachbarten Brennelementen U^{238}-Kerne spalten, sofern sie den Moderator auf direktem Wege durchlaufen (Wechselwirkungseffekt). Ebensogut können die Neutronen nach einem oder mehreren Stößen im Moderator noch so viel Energie haben, daß sie schnelle Spaltungen auszulösen vermögen, wenn sie auf ein Brennelement auftreffen (Rückstreueffekt). Beide Effekte erhöhen den Schnellspaltfaktor, des-

[1]) Für Hohlzylinder s. Murray, R. L., u. Menius Jr., A. C., Nucleonics **11**, Nr. 4 (1953), 21.
[2]) Castle, H., Ibser, H., Sacher, G., u. Weinberg, A. M., CP-644 (1943).

halb liefert uns Gl. (546) nur einen unteren Grenzwert für ε. Da es den Rahmen dieses Kapitels überschreitet, in Strenge zu untersuchen (s. Chernick[1]), um wieviel ε unter dem Einfluß der beiden Effekte größer wird, wollen wir uns auf ein einfaches Näherungsverfahren zur Erfassung des Wechselwirkungseffekts beschränken[2]).

Hierzu berechnen wir zunächst den auf ein primäres Spaltneutron bezogenen Bruchteil w der Neutronen, die das ursprüngliche Brennelement verlassen. Durch Summation der letzten Posten der obigen Neutronenbilanz findet man

$$w = 1 - W + (1 - W')\frac{W}{W'}\sum_{i=2}^{\infty}(Z\,W')^{i-1} = 1 + \frac{W\,(Z-1)}{1 - W'Z}\,. \tag{549}$$

Hiervon möge der Bruchteil w' auf direktem Weg ohne Abbremsung zu den benachbarten Brennelementen gelangen. Nun wird die Spaltschwelle von 1 MeV im Moderatorbereich V_M von $\int\limits_{V_M} q\,(\mathfrak{r}, \bar{\tau})\,\mathrm{d}V$ Neutronen passiert; dabei ist für die entsprechend normierte Bremsdichte $q\,(\mathfrak{r}, \bar{\tau})$ dasjenige Fermi-Alter $\bar{\tau}$ zu verwenden, welches die Spaltneutronen bis zur Erreichung der Spaltschwelle annehmen ($\bar{\tau} = 8{,}5\ \mathrm{cm}^2$ bei H_2O von 2,5 MeV bis 1 MeV). Folglich beträgt

$$w' = 1 - \int\limits_{V_M} q\,(\mathfrak{r}, \bar{\tau})\,\mathrm{d}V\,. \tag{550}$$

Besteht das Reaktorgitter aus unendlich ausgedehnten, parallelen Platten im Abstand t so erhält man mit Gl. (266)

$$w' = \operatorname{erfc}\left(\frac{t}{2\sqrt{\bar{\tau}}}\right). \tag{551}$$

In anderen Fällen ist die Berechnung von w' bedeutend schwieriger.

Da der Schnellspaltfaktor die Anzahl der Neutronen angibt, welche, bezogen auf ein primäres Spaltneutron, unter die Spaltschwelle gelangen, müssen wir zunächst von dem nach Gl. (546) errechneten ε den Bruchteil ww' derjenigen Neutronen subtrahieren, die oberhalb von 1 MeV verbleiben und in benachbarten Brennelementen noch schnelle Spaltungen einleiten können. Der Schnellspaltfaktor ε' eines einzelnen, aus dem Gitter herausgegriffenen Brennelements ist daher

$$\begin{aligned}\varepsilon' = \varepsilon - w\,w' &= 1 + W\left[\frac{\sigma_{un}}{\sigma_T} - (1 - w')\right] + \left[\frac{W}{W'}(1 - w') + W\left(\frac{\sigma_{un}}{\sigma_T} - (1 - w')\right)\right] \times \\ &\times \left[\frac{1}{1 - Z\,W'} - 1\right] = 1 + \frac{W\left[(\bar{\nu} - 1) - \dfrac{\sigma_e}{\sigma_{\mathrm{sp}}}\right]\dfrac{\sigma_{\mathrm{sp}}}{\sigma_T} - w'\left(\dfrac{\bar{\nu}\,\sigma_{\mathrm{sp}} + \sigma_s}{\sigma_T} - 1\right)}{1 - W'\left(\dfrac{\bar{\nu}\,\sigma_{\mathrm{sp}} + \sigma_s}{\sigma_T}\right)}\,.\end{aligned} \tag{552}$$

Nachdem die ww' Neutronen andere Brennelemente erreicht und in diesen schnelle Spaltungen ausgelöst haben, beträgt der Schnellspaltfaktor $\varepsilon' + \varepsilon' ww'$. Danach steht je primäres Spaltneutron noch der Bruchteil $(ww')^2$ für weitere schnelle Spaltungen zur Verfügung, so daß sich $\varepsilon'\,[1 + ww' + (ww')^2]$ als integraler Schnellspaltfaktor ergibt. Man erhält schließlich eine geometrische Reihe, deren Summe den gesuchten Schnellspaltfaktor $\varepsilon_{\mathrm{int}}$ liefert und den Wechselwirkungseffekt enthält:

$$\varepsilon_{\mathrm{int}} = \frac{\varepsilon'}{1 - w\,w'}\,. \tag{553}$$

Diese Theorie des Wechselwirkungseffekts läßt sich prüfen, indem man ihre Ergebnisse für unendlich dünne Natururan-Platten in H_2O als Moderator mit den Werten vergleicht, die von Chernick u. a.[1]) auf Grund einer strengen Überlegung für den

---

[1]) Hierzu s. Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 215, P/603.

[2]) Hierzu s. Engel, H., u. Winterberg, F., Atomkernenergie **1** (1956), 126.

homogenen Grenzfall erhalten wurden. Dabei stellt sich heraus, daß Gl. (553) um etwa 1% zu große Werte liefert:

V_{H_2O}/V_U	0	1	2	3	4
ε_{int} nach Gl. (553)	1,180	1,100	1,070	1,053	1,042
ε_{int} (Chernick)	1,170	1,081	1,055	1,042	1,034

Spinrad[1]) hat gegen die den Formeln (546) bzw. (553) zugrunde liegende Definition [Gl. (21)] des Schnellspaltfaktors den Einwand erhoben, daß man in ε diejenigen Neutronen nicht mitzählen darf, die in den Brennelementen unter die Spaltschwelle abgebremst und dort vor Erreichung des Resonanzbereiches absorbiert werden. Da diese Neutronen auch nicht in der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p erfaßt werden, erhält man etwas zu große Werte für den Multiplikationsfaktor k_∞, wenn man in Gl. (25) für ε Gl. (546) bzw. Gl. (553) benutzt. Zur Vermeidung dieses Fehlers hat deshalb Spinrad vorgeschlagen, für ε die Anzahl derjenigen Neutronen einzusetzen, die, bezogen auf ein durch thermische Spaltung entstandenes, schnelles Neutron, Erststöße mit den Moderatoratomen ausführen. Weil es gleichgültig sein soll, bei welcher Energie der Erststoß mit dem Moderator stattfindet, vernachlässigt die Spinradsche Definition den Rückstreueffekt; dieser ist jedoch unbedeutend, solange es sich nicht um ein dichtgepacktes, H_2O-moderiertes Gitter handelt.

3.236 Bestimmung der Wanderfläche von heterogenen thermischen Reaktoren

3.236 1 Die thermische Diffusionsfläche L^2 eines heterogenen Reaktors ohne Luftspalte

In den Abschnitten 3.233, 3.234 und 3.235 wurde die Berechnung des Multiplikationsfaktors unendlich ausgedehnter heterogener Reaktorgitter behandelt. Um die kritische Größe eines aus einer Zone bestehenden endlichen heterogenen Reaktors angeben zu können, muß man aber noch wissen, wie sich die thermische Diffusionsfläche L^2 bzw. das Fermi-Alter $\bar{\tau}$ ändern, wenn statt eines homogenen Reaktorsystems ein heterogenes Gitter vorliegt.

Zur Berechnung von L^2 wollen wir den Einfluß von Luftspalten zunächst außer acht lassen. Die Verallgemeinerung der Definition (104) bzw. (123) für L auf heterogene Reaktorstrukturen lautet[2])

$$L^2 = \frac{\bar{D}}{\bar{\Sigma}_a}. \tag{554}$$

Hierin ist der mittlere Diffusionskoeffizient $\bar{D}$ durch

$$\frac{V_M \bar{\Phi}_M + V_B \bar{\Phi}_B + V_C \bar{\Phi}_C}{\bar{D}} = \frac{V_M \bar{\Phi}_M}{D_M} + \frac{V_B \bar{\Phi}_B}{D_B} + \frac{V_C \bar{\Phi}_C}{D_C} \tag{555}$$

und der mittlere Absorptionsquerschnitt Σ_a durch

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{\Sigma_M V_M \bar{\Phi}_M + \Sigma_B V_B \bar{\Phi}_B + \Sigma_C V_C \bar{\Phi}_C}{V_M \bar{\Phi}_M + V_B \bar{\Phi}_B + V_C \bar{\Phi}_C} \tag{556}$$

gegeben.

Nun führen wir die thermische Nutzung f_M des Moderators in Analogie zu Gl. (480a) ein, ohne jedoch in der Formel für f_M zu berücksichtigen, daß im Moderator eine gering-

[1]) Spinrad, B. I., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 455.

[2]) Ebenso wie bei der thermischen Nutzung f liegt der Ableitung der thermischen Diffusionsfläche L^2 heterogener Reaktoren die Homogenisierungsmethode zugrunde. Plass (Plass, G. N., J. Appl. Phys. **23** (1952), 621) hat untersucht, welcher Fehler dadurch verursacht wird, indem er zum Vergleich die Flußdichtefeinstruktur mit der P_3-Näherung berechnete; hierbei stellte er Abweichungen von weniger als 10% fest.

fügige Überschußabsorption stattfindet, weil die thermische Flußdichte $\Phi_M(r_C)$ an der Oberfläche des Brennelements etwas kleiner als sein Mittelwert $\bar{\Phi}_M$ im Moderator ist. Wir setzen also $\bar{\Phi}_M = \Phi_M(r_C) = \Phi_C(r_B) = \bar{\Phi}_C$, so daß

$$\frac{1}{f_M} = \frac{\Sigma_M V_M \bar{\Phi}_M + \Sigma_B V_B \bar{\Phi}_B + \Sigma_C V_C \bar{\Phi}_C}{\Sigma_M V_M \bar{\Phi}_M} = 1 + \frac{\Sigma_B V_B}{\Sigma_M V_M} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}} + \frac{\Sigma_C V_C}{\Sigma_M V_M}. \quad (557)$$

Weil im allgemeinen das vom Moderator eingenommene Volumen $V_M > V_B > V_C$ ist, läßt sich $\bar{\Sigma}_a$ wie folgt durch Σ_M und f_M ausdrücken:

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{\Sigma_M}{f_M} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{V_B}{V_M} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}} + \frac{V_C}{V_M}\right]} \cong \frac{\Sigma_M}{f_M}. \quad (558)$$

Der mittlere Diffusionskoeffizient wird entsprechend umgeformt:

$$\bar{D} = D_M \cdot \frac{\left[1 + \frac{V_B}{V_M} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}} + \frac{V_C}{V_M}\right]}{\left[1 + \frac{D_M V_B}{D_B V_M} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}} + \frac{D_M V_C}{D_C V_M}\right]} \cong \frac{D_M}{\left[1 + \frac{D_M V_B}{D_B V_M} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}} + \frac{D_M V_C}{D_C V_M}\right]}. \quad (559)$$

Dann ergibt sich für die Diffusionsfläche

$$L^2 = L_M{}^2 \left[f_M \Big/ \left(1 + \frac{D_M V_B}{D_B V_M} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}} + \frac{D_M V_C}{D_C V_M}\right)\right]; \quad (560)$$

falls die Diffusionskoeffizienten ungefähr gleich sind, vereinfacht sich dieses Ergebnis zu

$$L^2 = L_M{}^2 f_M. \quad (560\,a)$$

3.236 2 Berücksichtigung von Luftspalten — Anisotropie der thermischen Diffusionsfläche

Im Anschluß hieran wollen wir darauf eingehen, wie wir die für L^2 gewonnenen Gleichungen (560) bzw. (560a) modifizieren müssen, um dem Einfluß von Luftspalten Rechnung zu tragen. Das von den Kühlkanälen eingenommene Volumen sei V_K, das übrige Reaktorvolumen V. Wie man erkennt, ist L^2 umgekehrt proportional zum Quadrat der Moderatordichte ϱ_M. Wenn die vorhandenen Kühlspalte nicht als abgetrennte Hohlräume vorliegen, sondern das gesamte Luftspaltvolumen V_K über den ganzen Reaktor homogen verteilt ist, verdünnt sich der Moderator im Verhältnis $V/(V + V_K)$. Unter dieser Voraussetzung ist deshalb zu erwarten, daß sich die thermische Diffusionsfläche L'^2 des Reaktors ohne Luftspalte auf

$$L^2 = L'^2 \left(1 + \frac{V_K}{V}\right)^2 \quad (561)$$

vergrößert.

In einer genaueren Theorie muß man den gegenseitigen Abstand der Kühlkanäle, ihre geometrische Form und ihre Orientierung berücksichtigen. Wenn diese dichter als die mittlere freie Weglänge $\bar{\lambda}_T$ im übrigen Reaktor aufeinanderfolgen, kann ein Neutron nicht nur einen einzigen, sondern mehrere Luftspalte nacheinander durchqueren, bevor es erneut gestreut wird. Die dadurch zustande kommende effektive Verlängerung der mittleren freien Weglänge $\bar{\lambda}_T$ des Neutrons hängt schließlich davon ab, welche Form die vorhandenen Hohlräume haben und mit welcher Richtung das betrachtete Neutron jene passiert. Da die Kühlkanäle im allgemeinen in ganz bestimmter Weise bezüglich der Reaktoroberfläche orientiert sind, muß die thermische Diffusionsfläche L^2 Richtungsanisotropie aufweisen.

Ausgehend von Gl. (150), wonach L^2 mit dem mittleren Quadrat des Weges zusammenhängt, den ein thermisches Neutron bis zu seiner Vernichtung zurücklegt, hat Behrens eine

Formel für L^2 abgeleitet[1]), welche die beschriebenen Gesichtspunkte berücksichtigt und mit welcher sich zeigen läßt, daß L^2 mindestens ebenso groß ist wie in Gl. (561) angegeben:

$$L^2 = L'^2 \left\{1 + \left(\frac{V_K}{V}\right)\left[2 + \frac{r}{\bar{\lambda}_T}\left(\coth\left(\frac{r}{\bar{\lambda}_T}\frac{V}{V_K}\right) - 1 + \mathsf{Q}\right)\right]\right\}. \quad (561\,a)$$

Hierin bedeuten: r = hydraulischer Radius des Kühlkanals = doppeltes Kühlkanalvolumen/Kühlkanaloberfläche; $\bar{\lambda}_T$ = über den Reaktor gemittelte, mittlere freie Weglänge des Neutrons; Q = von der Geometrie abhängiges Verhältnis des mittleren Quadrats zum Quadrat des Mittelwertes der Länge der Neutronenbahn im Kühlkanal. Sind die Kühlkanäle unendlich lange, durchgehende Zylinder, so hat Q folgende Werte:

Kanal-querschnitt	Kreis	Quadrat	Kreisring r_1/r_2 =					
			0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Q	1,333	1,487	1,542	1,603	1,680	1,789	2,039	∞

Wegen der auftretenden Richtungsanisotropie muß ferner unterschieden werden zwischen der Diffusionsfläche parallel zur Kühlkanalachse

$$L_{\parallel}^2 = L'^2 \left\{1 + \left(\frac{V_K}{V}\right)\left[2 + \frac{r}{\bar{\lambda}_T}\left(\coth\left(\frac{r\,V}{\bar{\lambda}_T\,V_K}\right) - 1 + \frac{\mathsf{Q}}{2}\right)\right]\right\} \quad (562\,a)$$

und senkrecht dazu

$$L_{\perp}^2 = L'^2 \left\{1 + \left(\frac{V_K}{V}\right)\left[2 + \frac{r}{\bar{\lambda}_T}\left(\coth\left(\frac{r\,V}{\bar{\lambda}_T\,V_K}\right) - 1 + \frac{\mathsf{Q}}{4}\right)\right]\right\}. \quad (562\,b)$$

Da die Neutronen parallel zur Achse des Luftspalts ungehinderter diffundieren können, wird verständlich, daß $L_{\parallel}^2 > L_{\perp}^2$ sein muß. Dieser Unterschied ist dann bei Bestimmung des Multiplikationsfaktors $k_{\infty 0}$ von Bedeutung, wenn die Komponenten der geometrischen Flußwölbung voneinander verschieden sind wie z. B. bei zylindrischen Reaktoren. Legt man die Eingruppentheorie zugrunde, so ergibt sich jetzt statt Gl. (335) folgendes:

$$k_{\infty 0} - 1 = L_{\parallel}^2\,\mathsf{B}_{\parallel}^2 + L_{\perp}^2\,(\mathsf{B}_{1\perp}^2 + \mathsf{B}_{2\perp}^2), \quad (563)$$

also z. B. bei einem zylindrischen Reaktor:

$$k_{\infty 0} - 1 = L_{\parallel}^2\,\mathsf{B}_z^2 + L_{\perp}^2\,\mathsf{B}_r^2. \quad (563\,a)$$

3.236 3 Das Fermi-Alter $\bar{\tau}$ eines heterogenen Reaktors

Zur Bestimmung der Wanderfläche M^2 eines heterogenen, thermischen Reaktors müssen wir außer der thermischen Diffusionsfläche L^2 auch das Fermi-Alter $\bar{\tau}$ berechnen. Neben möglicher Richtungsanisotropie sind hierbei zwei Effekte zu berücksichtigen. Unelastische Neutronenstöße mit den Brennstoffatomen verkürzen die Bremslänge $L_{br} = \sqrt{\bar{\tau}}$ der im Gitter befindlichen Neutronen gegenüber dem ursprünglichen Wert $\sqrt{\bar{\tau}_M}$ im reinen Moderator, doch wirkt dieser Verkürzung die elastische Neutronenstreuung im Brennstoff entgegen.

Zuerst wollen wir auf den Effekt unelastischer Stöße eingehen. Wir nehmen hierbei an, daß jedes Neutron im Verlauf seiner Moderation entweder gar nicht oder höchstens einmal unelastisch gestreut wird. Der Index bei $\bar{\tau}_0$ bzw. $\bar{\tau}_1$ soll daher andeuten, wie oft dieses Ereignis stattgefunden hat, bevor die Abbremsung der Neutronen im Moderator einsetzt, d. h. $\bar{\tau}_0 = \bar{\tau}_M$ ($\bar{\tau}_1$ = 231 cm² für Graphit mit ϱ_M = 1,6 gcm⁻³). W sei wie in Abschn. 3.235 1 [s. Gl. (547)] die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein gerade durch thermische Spaltung entstandenes Neutron mit einem Brennstoffatom in irgendeinem herausgegriffenen Brennelement zusammenstößt. Folglich gibt $(\sigma_{un\,B}/\sigma_{T\,B})\,W$ die Wahrscheinlichkeit an, ob es dabei unelastisch gestreut worden ist[2]).

[1]) Behrens, D. J., Proc. Phys. Soc. (London) **A 62** (1949), 607; s. auch Shevelev, Ya. V., J. Nucl. Energy **6** (1957), 132.

[2]) Der zusätzliche Index B soll andeuten, daß es sich um Wirkungsquerschnitte des Brennstoffs handelt.

Dann erhalten wir durch Mittelung von $\bar{\tau}_M$ und $\bar{\tau}_1$ das Fermi-Alter $\bar{\tau}$ des Reaktors für den Fall, daß es nur auf den Effekt der unelastischen Neutronenstöße ankommt:

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_M \left(1 - \frac{\sigma_{unB}}{\sigma_{TB}} W\right) + \bar{\tau}_1 \frac{\sigma_{unB}}{\sigma_{TB}} W. \tag{564a}$$

Hieran anschließend wollen wir den Effekt der im Brennstoff stattfindenden elastischen Neutronenstöße untersuchen. Wenn wir annehmen, daß die Neutronen dadurch keine Energie verlieren, sondern nur der Moderator um das von den Brennelementen eingenommene Volumen V_B verdünnt wird, muß die Neutronenbremslänge um den Faktor $(1 + V_B/V_M)$ länger werden, d. h. $\bar{\tau}$ vergrößert sich um den Faktor $(1 + V_B/V_M)^2 \cong (1 + 2V_B/V_M)$. Hieraus und mit Gl. (564a) ergibt sich schließlich das Fermi-Alter $\bar{\tau}$ der im Reaktorgitter befindlichen Neutronen (s. Kaplan u. Chernick[1]) zu

$$\bar{\tau} = \left[\bar{\tau}_M \left(1 - \frac{\sigma_{unB}}{\sigma_{TB}} W\right) + \bar{\tau}_1 \frac{\sigma_{unB}}{\sigma_{TB}} W\right] \left(1 + 2\frac{V_B}{V_M}\right). \tag{564b}$$

Falls die Abbremsung der Neutronen wegen etwa vorhandener Kühlkanäle nicht mehr isotrop erfolgt, können wir die im letzten Abschnitt angegebenen Korrektionen L^2/L'^2 [Gl. (561a)], $L_{\|}^2/L'^2$ [Gl. (562a)] und $L_{\perp}^2/L'^2$ [Gl. (562b)] auch für $\bar{\tau}$, $\bar{\tau}_{\|}$ und $\bar{\tau}_{\perp}$ beibehalten; nur ist jetzt für $\bar{\lambda}_T$ die mittlere freie Weglänge der epithermischen Neutronen einzusetzen ($\bar{\lambda}_T = 3{,}5$ cm für Graphit mit $\varrho_M = 1{,}6\ \mathrm{gcm}^{-3}$).

Formel (564b) liefert bei graphitmoderierten Reaktoren gute Ergebnisse. Wie man zeigen kann[2], heben sich bei Schwerwasser-Reaktoren die beiden beschriebenen Effekte in ihrer Wirkung gerade auf, so daß man in diesem Falle von vornherein das Fermi-Alter $\bar{\tau}_M$ von reinem D_2O verwenden kann.

Bei Leichtwasser-Reaktoren empfiehlt es sich dagegen, das Gitter für die Berechnung von $\bar{\tau}$ zu homogenisieren (s. Deutsch[3]). In Analogie zu Gl. (559) findet man

$$\bar{\Sigma}_{tr} = \Sigma_{trM} \cdot \frac{\left[1 + \dfrac{\Sigma_{trB}\, V_B}{\Sigma_{trM}\, V_M} + \dfrac{\Sigma_{trC}\, V_C}{\Sigma_{trM}\, V_M}\right]}{\left[1 + \dfrac{V_B}{V_M} + \dfrac{V_C}{V_M}\right]} \tag{565a}$$

sowie

$$\overline{(\xi\, \Sigma_s)} = (\xi\, \Sigma_s)_M \cdot \frac{\left[1 + \dfrac{(\xi\, \Sigma_s)_B\, V_B}{(\xi\, \Sigma_s)_M\, V_M} + \dfrac{(\xi\, \Sigma_s)_C\, V_C}{(\xi\, \Sigma_s)_M\, V_M}\right]}{\left[1 + \dfrac{V_B}{V_M} + \dfrac{V_C}{V_M}\right]}. \tag{565b}$$

In diesen Formeln ist bereits berücksichtigt, daß im epithermischen Energiebereich der Absenkungsfaktor $\mathcal{F}$ der Flußdichte nur wenig von 1 abweicht. Die in Gl. (565a) und Gl. (565b) einzusetzenden Wirkungsquerschnitte sind Mittelwerte über die Energie; zu deren Bestimmung nimmt man im allgemeinen an, daß das Energiespektrum der durch unelastische Stöße im Brennstoff moderierten Neutronen mit dem Energiespektrum der durch elastische Stöße mit H_2O abgebremsten Neutronen übereinstimmt (hierzu s. auch Volkin[4]). Aus Gl. (565a), Gl. (565b) und Gl. (316) folgt sodann

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_{H_2O} \cdot \frac{\left[1 + \dfrac{V_B + V_C}{V_M}\right]^2}{\left[1 + \dfrac{\Sigma_{trB}\, V_B + \Sigma_{trC}\, V_C}{\Sigma_{trM}\, V_M}\right]\left[1 + \dfrac{(\xi\, \Sigma_s)_B\, V_B + (\xi\, \Sigma_s)_C\, V_C}{(\xi\, \Sigma_s)_M\, V_M}\right]}. \tag{566}$$

---

[1]) Kaplan, I., u. Chernick, I., BNL 152 (1952) u. Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 295, P/606
[2]) Barnes, A. H., u. a., React. Sci. Techn. **1** (1951), 39 (TID-72).
[3]) Deutsch, R. W., Nucleonics **15**, Nr. 1 (1957), 47.
[4]) Volkin, H. C., J. Appl. Phys. **25** (1954), 83.

Zusammenfassende Literatur zur Theorie heterogener Reaktoren:
Uran-Graphit-Reaktoren: Guggenheim, E. A., u. Pryce, M. H. L., Nucleonics **11**, Nr. 2 (1953), 50. — Kaplan, I., u. Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5., S. 295, P/606. — Mummery, P. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 282, P/429. — Gast, P. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 288, P/607.
Uran-D_2O-Reaktoren: Horowitz, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 256, P/361. — Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 268, P/605.
Uran-H_2O-Reaktoren: Kouts, H., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600. — Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 215, P/603.

3.237 Abriß der Theorie des schnellen Reaktors

Wir behandeln in diesem Abschnitt die Berechnung der kritischen Größe bzw. Brennstoffmenge sog. schneller Reaktoren, in denen die Mehrzahl der stattfindenden Spaltungen von schnellen Neutronen bei höheren Energien als 100 keV ausgelöst werden. Daher fehlen in diesen Reaktoren als Moderator wirkende Stoffe mit geringem Atomgewicht. Die Abbremsung der Spaltneutronen erfolgt fast ausschließlich durch unelastische Stöße mit den Brennstoffatomen, weil die elastische Streuung bei hohen Neutronenenergien unbeträchtlich ist. Die besonders wichtige Eigenschaft zahlreicher schneller Reaktoren, im Verlauf ihres Betriebs mehr Spaltstoff zu erzeugen als zu verbrauchen, wird erst in Abschnitt 3.254 3 besprochen.

3.2371 Die Eingruppen-Transporttheorie

Da die Kerndimensionen schneller Reaktoren nur einige freie Neutronenweglängen betragen, ist es bei der Untersuchung der Eigenschaften schneller Reaktorsysteme notwendig, zur Lösung der Neutronentransportgleichung genauere Näherungsverfahren als die Diffusionstheorie anzuwenden. Sofern die Ortsabhängigkeit der Neutronenflußdichte allein von Interesse ist, kann man derartige Näherungsverfahren aus einer Integralform der stationären, energieunabhängigen Neutronentransportgleichung gewinnen.

Diese den Ausgangspunkt aller weiteren Überlegungen bildende Integralgleichung läßt sich wie folgt durch Umformung von Gl. (37) ableiten. Zunächst ist zu berücksichtigen, daß als Quellterm für die Neutronenbilanz im betrachteten Volumelement des Phasenraumes sowohl elastische als auch unelastische Streuung und Spaltneutronenerzeugung in Frage kommen. Infolgedessen ist im ersten Glied der rechten Seite von Gl. (37) der differentielle Wirkungsquerschnitt $\Sigma_s(\vec{\Lambda}'\cdot\vec{\Lambda})$ für elastische Streuung durch

$$\Sigma(\vec{\Lambda}'\cdot\vec{\Lambda}) = \Sigma_s(\vec{\Lambda}'\cdot\vec{\Lambda}) + \Sigma_{un}(\vec{\Lambda}'\cdot\vec{\Lambda}) + \bar{\nu}\,\Sigma_{\text{sp}}(\vec{\Lambda}'\cdot\vec{\Lambda}) \qquad (567,1)^{1)}$$

zu ersetzen. Die Winkelverteilung der emittierten Neutronen im Laborsystem ist bei Spaltneutronenerzeugung und unelastischer Streuung ohnehin isotrop, während bei elastischer Streuung nur sehr schwache Anisotropie auftritt [s. Gl. (61)], weil schnelle Reaktoren nur aus Stoffen mit hohem Atomgewicht gebaut werden können. Somit können wir uns auf den isotropen Fall beschränken, so daß sich das in Gl. (37) stehende Integral für die Neutronenerzeugung im betrachteten Volumelement mit Hilfe von Gl. (36) und Gl. (83) zu einem Ausdruck vereinfacht, in dem nur noch integrale Wirkungsquerschnitte vorkommen:

$$\int d\Omega'\, n(\mathfrak{r},\vec{\Lambda}')\, v\,\Sigma(\vec{\Lambda}'\cdot\vec{\Lambda}) = \frac{1}{4\pi}(\Sigma_s + \Sigma_{un} + \bar{\nu}\Sigma_{\text{sp}})\,\Phi(\mathfrak{r}) = \frac{1}{4\pi}\,\Sigma\Phi(\mathfrak{r}). \qquad (567,2)$$

---

[1]) Die Gleichungen des Abschnitts 3.237 sind, da dieser Abschnitt nachträglich eingeschoben wurde, aus technischen Gründen mit (567,1) bis (567,32) bezeichnet.

Falls äußere Quellen fehlen, ergibt sich hiermit für Gl. (37)

$$\vec{\Lambda} \cdot \operatorname{grad} \Phi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}) + \Sigma_T \Phi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}) = \frac{1}{4\pi} \Sigma \Phi(\mathfrak{r}), \tag{567,3}$$

wobei $n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda'})\, v$ durch $\Phi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})$ abgekürzt worden ist.

Nun ersetzt man den Ortsvektor $\mathfrak{r}$ durch $\mathfrak{r} - r\vec{\Lambda}$, so daß aus Gl. (567,3) die Differentialgleichung

$$-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} \Phi(\mathfrak{r} - r\vec{\Lambda}, \vec{\Lambda}) + \Sigma_T \Phi(\mathfrak{r} - r\vec{\Lambda}, \vec{\Lambda}) = \frac{1}{4\pi} \Sigma \Phi(\mathfrak{r} - \mathfrak{r}\vec{\Lambda}) \tag{567,4}$$

entsteht, deren Lösung

$$\Phi(\mathfrak{r} - r\vec{\Lambda}, \vec{\Lambda}) = \Phi(\mathfrak{r} - r_0\vec{\Lambda}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{e}^{\Sigma_T (r - r_0)} + \int_r^{r_0} \frac{\Sigma}{4\pi} \Phi(\mathfrak{r} - r'\vec{\Lambda})\, \mathrm{e}^{\Sigma_T (r - r')}\, \mathrm{d}r' \tag{567,5}$$

ist. Wenn man hierin $r = 0$ setzt und bei festem $\mathfrak{r}$ und $\vec{\Lambda}$ den Wert von r_0 so bestimmt, daß der Ortsvektor $\mathfrak{r} - r_0 \vec{\Lambda}$ gerade die Reaktoroberfläche durchstößt und daher $\Phi(\mathfrak{r} - r_0 \vec{\Lambda}, \vec{\Lambda})$ verschwindet, vereinfacht sich diese Lösung zu

$$\Phi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}) = \int_0^{r_0} \frac{\Sigma}{4\pi} \Phi(\mathfrak{r} - r'\vec{\Lambda})\, \mathrm{e}^{-\Sigma_T r'}\, \mathrm{d}r', \tag{567,6}$$

woraus sich auf Grund von Gl. (83)

$$\Phi(\mathfrak{r}) = \int \Phi(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda})\, \mathrm{d}\Omega = \int_0^{r_0} \int_\Omega \frac{\Sigma}{4\pi} \Phi(\mathfrak{r} - r'\vec{\Lambda})\, \mathrm{e}^{-\Sigma_T r'}\, \mathrm{d}r'\, \mathrm{d}\Omega \tag{567,7}$$

ergibt. Beachtet man, daß $\mathrm{d}r'\, \mathrm{d}\Omega = \mathrm{d}V'/r'^2$ ist, und substituiert man $\mathfrak{r} - \mathfrak{r}' = r'\vec{\Lambda}$, so erhält man die gesuchte Integralform der stationären, energieunabhängigen Neutronentransportgleichung:

$$\Phi(\mathfrak{r}') = \int \frac{\Sigma}{4\pi} \Phi(\mathfrak{r}') \frac{\mathrm{e}^{-\Sigma_T |\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|}}{|\mathfrak{r} - \mathfrak{r}'|^2}\, \mathrm{d}V'. \tag{567,8}$$

Hieraus läßt sich die kritische Gleichung für die materielle Flußwölbung B_m^2 für den Fall ableiten, daß sich das Integrationsgebiet von Gl. (567,8) über den ganzen Raum erstreckt. Dazu setzt man die Taylor-Reihe

$$\Phi(\mathfrak{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} [(\mathfrak{r} - \mathfrak{r}') \cdot \nabla]^n \Phi(\mathfrak{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} [r' \cos\Theta \cdot \nabla]^n \Phi(\mathfrak{r}) \tag{567,9}$$

in Gl. (567,8) ein. Für die dabei auftretenden Integrale findet man

$$\int \mathrm{e}^{-\Sigma_T r'} r'^n\, \mathrm{d}r' \int_\Omega \cos^n\Theta\, \mathrm{d}\Omega = \begin{cases} \dfrac{n!}{\Sigma_T^{n+1}} \cdot \dfrac{4\pi}{(n+1)} & (n \text{ gerade}), \\ 0 & (n \text{ ungerade}) \end{cases} \tag{567,10}$$

so daß sich mit $n = 2\bar{n}$

$$\frac{\Phi(\mathfrak{r})}{\Sigma} = \sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \frac{\nabla^{2\bar{n}} \Phi(\mathfrak{r})}{\Sigma_T^{2\bar{n}+1} (2\bar{n}+1)} \tag{567,11}$$

ergibt. Die Lösungen dieser Differentialgleichung sind zugleich Lösungen der Wellengleichung

$$\Delta \Phi(\mathfrak{r}) + \mathsf{B}_m^2 \Phi(\mathfrak{r}) = 0, \tag{567,12}$$

sofern die materielle Flußwölbung B_m^2 folgende kritische Gleichung erfüllt:

$$\frac{B_m}{\Sigma} = \sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \frac{(-1)^{\bar{n}}}{(2\bar{n}+1)} \left(\frac{B_m}{\Sigma_T}\right)^{2\bar{n}+1} \equiv \arctan \frac{B_m}{\Sigma_T}. \tag{567,13}$$

Die Reihenentwicklung ist nur dann mit arctan (B_m/Σ_T) identisch, wenn $B_m \leqq \Sigma_T$ ist. Falls $B_m > \Sigma_T$ ist, geht Gl. (567,13) mit $B_m = i\varkappa$ über in

$$\frac{\varkappa}{\Sigma} = \sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \frac{1}{(2\bar{n}+1)} \left(\frac{\varkappa}{\Sigma_T}\right)^{2\bar{n}+1} \equiv \operatorname{arctanh} \frac{\varkappa}{\Sigma_T}. \tag{567,14}$$

Wie man erkennt, erhält man für $\varkappa$ bzw. B_m dieselbe Gleichung, wenn man in Gl. (105) Σ_s durch $\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_{un} + \bar{\nu}\,\Sigma_{sp}$ ersetzt.

Mit Hilfe der Gln. (567,12), (567,13) und (567,14) läßt sich die Flußdichteverteilung und die kritische Brennstoffmenge bzw. Größe auch von endlich ausgedehnten schnellen Reaktoren ermitteln. Dazu ist das Problem durch geeignete Randbedingungen zu vervollständigen. Wie sich herausstellt, kann die tatsächliche Neutronenflußdichte wie in Abschn. 3.2234 als Summe einer asymptotischen und einer nicht-asymptotischen Komponente dargestellt werden:

$$\Phi = \Phi_{as.} + \Phi_{n.as.}. \tag{567,15}$$

Das nicht-asymptotische Glied $\Phi_{n.as.}$ ist nur in unmittelbarer Nachbarschaft der Grenzflächen und der Oberfläche des betrachteten Reaktors zu berücksichtigen, während $\Phi_{as.}$ als Lösung von Gl. (567,12) zur Beschreibung des Flußdichteverlaufs in allen übrigen Gebieten des Reaktors ausreicht.

Da die Bestimmung von $\Phi_{n.as.}$ zu große Schwierigkeiten bereitet, muß man die Randbedingungen für $\Phi_{as.}$ so formulieren, daß der durch Vernachlässigung von $\Phi_{n.as.}$ entstehende Fehler möglichst gering ist. Diese Randbedingungen lauten[1]):

a) $D \operatorname{grad} \Phi_{as.} = 0$ im Mittelpunkt des Reaktors, (567,16)

b) $\Sigma_{T\,\mathrm{I}}\, D_{\mathrm{I}}\, \Phi_{as.\,\mathrm{I}} = \Sigma_{T\,\mathrm{II}}\, D_{\mathrm{II}}\, \Phi_{as.\,\mathrm{II}}$ } an der Grenzfläche zwischen zwei (567,17)

c) $D_{\mathrm{I}} \operatorname{grad} \Phi_{as.\,\mathrm{I}} = D_{\mathrm{II}} \operatorname{grad} \Phi_{as.\,\mathrm{II}}$ } Reaktorzonen I und II, (567,18)

d) $\Phi_{as.} = 0$ am extrapolierten Reaktorrand; (567,19)

sie stimmen bis auf die zweite [Gl. (567,17)] mit den entsprechenden Randbedingungen (393), (395) und (396) der Eingruppentheorie thermischer Reaktoren überein (s. 3.232 1) Wie aus Gl. (567,17) hervorgeht, ist die asymptotische Flußdichte $\Phi_{as.}$ an der Grenzfläche zweier Reaktorzonen im allgemeinen unstetig, während die gesamte Flußdichte Φ [Gl. (567,15)] die Stetigkeitsforderung natürlich erfüllen muß. Der in den Gln. (567,16) bis (567,18) vorkommende Diffusionskoeffizient ist durch

$$D = \begin{cases} (\Sigma - \Sigma_T)/B_m^2 & \text{für} \quad \Sigma \geqq \Sigma_T, \\ (\Sigma_T - \Sigma)/\varkappa^2 & \phantom{\text{für}} \quad \Sigma < \Sigma_T \end{cases} \tag{567,20}$$

gegeben[1]).

Hiernach ist es verständlich, daß die Genauigkeit der bei Anwendung dieser Randbedingungen und der Gln. (567,12), (567,13) und (567,14) erhaltenen Ergebnisse um so höher ist, je größer die Reaktorabmessungen im Vergleich zur mittleren freien Weglänge der Neutronen sind[2]).

---

[1]) Zur Ableitung s. Davison, B., MS 82 A (1944) und LT-18 (1947).

[2]) Eine Erweiterung des beschriebenen Verfahrens für sehr kleine schnelle Reaktoren ist die sog. Serber-Wilson-Methode. Hierzu s. Melvin, H. M.: AERE T/R 586 und 587 (1950) u. Wilson, A. H., MS 105 A (1950).

3.2372 Die S_N-Methode von Carlson

Da die Wirkungsquerschnitte im allgemeinen sehr stark mit der Neutronenenergie variieren, muß man in zahlreichen Fällen auch die Energieabhängigkeit der Neutronenflußdichte berücksichtigen. Um das Energiespektrum der Neutronen in einem schnellen Reaktor zu ermitteln, gehen wir von der stationären Form der energie- und ortsabhängigen Neutronentransportgleichung (30) aus. Wie bereits auf S.494 hingewiesen wurde, muß das Streuintegral in Gl. (30) erweitert werden, weil in schnellen Reaktoren nicht nur die elastischen Streuprozesse, sondern auch Spaltungen und unelastische Stöße als Neutronenquellen im betrachteten Volumelement des Phasenraumes auftreten. Diese beiden zusätzlich vorhandenen Quellen sind im Laborsystem isotrop. Die Erweiterung besteht darin, das Streuintegral von Gl. (30) durch

$$\int_0^\infty \mathrm{d}u' \int \mathrm{d}\Omega' n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}', u') v(u') \left\{ \left[\Sigma_s(u') f(\vec{\Lambda}' \cdot \vec{\Lambda}, u - u') + \Sigma_{un}(u') \frac{f_{un}(u', u)}{4\pi} \right] \mathrm{Y}(u - u') + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}(u') \frac{f_{\mathrm{sp}}(u)}{4\pi} \right\} \tag{567,21}$$

zu ersetzen. Dabei ist $\mathrm{Y}(u - u') = \begin{cases} 1 & \text{für } u' < u \\ 0 & \text{für } u' > u \end{cases}$ die sog. Heavisidesche Sprungfunktion.

$f_{un}(u', u)$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein bei der Lethargie u' auftreffendes Neutron den bei unelastischer Streuung gebildeten Zwischenkern mit der Lethargie u verläßt. Um $f_{un}(u', u)$ explizit anzugeben, muß man die Dichte des Energieniveaus des Kernes bestimmen, der nach dem unelastischen Stoß in einem angeregten Zustand zurückbleibt. Da die hierfür vorliegenden experimentellen Ergebnisse unzureichend sind, ist man gezwungen, die Niveaudichte nach einem Kernmodell zu berechnen[1]), indem man den zurückbleibenden Kern z. B. als hoch entartetes Fermi-Dirac-Gas behandelt.

$f_{\mathrm{sp}}(u)$ bezeichnet denjenigen Bruchteil der $\bar{\nu}$ je Spaltung entstandenen Spaltneutronen, der in das Lethargieeinheitsintervall bei der Lethargie u entfällt. $f_{\mathrm{sp}}(u)$ ergibt sich aus dem durch Gl. (19) beschriebenen und in Fig. **27.1** dargestellten Spaltneutronenspektrum. Wie man erkennt, ist die Wahrscheinlichkeit sehr gering, daß ein Spaltneutron bei einer höheren Energie als 10 MeV frei wird. Daher kann als Nullpunkt der Lethargieskala für die im Streuintegral (567,21) auszuführende Integration $E_a =$ 10 MeV gewählt werden. Dies ist ein weiterer Unterschied zwischen der Neutronentransportgleichung eines schnellen und eines thermischen Reaktors; denn bei der zuletzt genannten Gleichung entspricht die untere Grenze des Streuintegrals der mittleren Spaltneutronenenergie $E_a = \bar{E}_{\mathrm{sp}} = 2$ MeV (s. 3.2312 und 3.2313).

Nach diesen Vorbereitungen wollen wir aus der Transportgleichung des schnellen Reaktors die energie- und ortsabhängige Neutronenflußdichte ermitteln. Dazu bietet sich wie bei Berechnung thermischer Reaktoren die Mehrgruppentheorie an (s. 3.231 3). Um die Mehrgruppengleichungen aufzustellen, unterteilen wir den gesamten Lethargiebereich in n Intervalle, wobei das i-te Lethargieintervall $u_i \geqq u \geqq u_{i-1}$ umfaßt. Ferner ersetzen wir das Streuintegral (567,21) durch eine Summe über alle vorkommenden Gruppen. Dann erhält man folgende Gleichung für die Neutronenflußdichte

$$\Phi_i(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}) = \int_{u_{i-1}}^{u_i} \mathrm{d}u'\, n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u')\, v(u') \tag{567,22}$$

---

[1]) Hierzu s. Feld, B., u. a., NYO-636 (1951). — Bhandari, R. C., u. Jain, R. D., J. Nucl. Energy **4** (1957), 326.

bzw.

$$\Phi_i(\mathfrak{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \mathrm{d}\Omega \int\limits_{u_{i-1}}^{u_i} \mathrm{d}u'\, n(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}, u')\, v(u') = \frac{1}{4\pi} \int \mathrm{d}\Omega\, \Phi_i(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}) \tag{567,23}$$

in der i-ten Gruppe:

$$\vec{\Lambda} \cdot \operatorname{grad} \Phi_i(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}) + \Sigma_{Ti}\, \Phi_i(\mathfrak{r}, \vec{\Lambda}) = \sum_{j=1}^{i} \Sigma_{ij}\, \Phi_j(\mathfrak{r}) + \sum_{j=1}^{n} \bar{\nu}\, f_{\mathrm{sp}\,i}\, \Sigma_{\mathrm{sp}\,j}\, \Phi_j(\mathfrak{r}) . \tag{567,24}$$

Hierin gibt das erste Glied der rechten Seite an, wieviel Neutronen je Zeit- und Volumeinheit aus der j-ten Gruppe in die i-te Gruppe durch Abbremsung überführt werden. Der sog. Überführungsquerschnitt Σ_{ij} ergibt sich aus

$$\Sigma_{ij} = f_{un,ij}\, \Sigma_{un,j} + \delta_{ij}\, \Sigma_{sj} . \tag{567,25}$$

Durch das Kronecker-Symbol δ_{ij} bei Σ_{sj}, dem elastischen Streuquerschnitt für die j-te Gruppe, soll zum Ausdruck gebracht werden, daß nur die unelastische Streuung als Überführungsmechanismus in Betracht zu ziehen ist. $f_{un,ij}$ bezeichnet die Anzahl derjenigen Neutronen, die bei einem in der j-ten Gruppe stattfindenden unelastischen Streuprozeß in die i-te Gruppe gelangen[1]). $f_{\mathrm{sp}\,i}$ vom zweiten Glied der rechten Seite von Gl. (567,24) gibt an, wie groß der auf die i-te Gruppe entfallende Teil des Spaltneutronenspektrums [Gl. (19)] ist.

Von den in Frage kommenden Verfahren zur Lösung der Mehrgruppengleichungen (567,24) ist die sog. S_N-Methode von Carlson[2]) besonders hervorzuheben. Wir wollen diese mit elektronischen Digitalrechenmaschinen anzuwendende Methode hier nur für einen kugelförmigen Reaktor ableiten; Carlson hat gezeigt, daß seine Methode auch auf zylindrische und plattenförmige Reaktoren übertragen werden kann. Bei Kugelsymmetrie wird aus Gl. (567,23)

$$\Phi_i(r) = \frac{1}{2} \int\limits_{-1}^{+1} \mathrm{d}\mu'\, \Phi_i(r, \mu') , \tag{567,26}$$

wobei μ' und nachher ebenso μ den Kosinus des Winkels bedeutet, den die Neutronenflugrichtung mit der positiven r-Richtung bildet. Dann erhält man für Gl. (567,24)

$$\left(\mu \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu}\right) \Phi_i(r, \mu) + \Sigma_{Ti}\, \Phi_i(r, \mu) = \sum_{j=1}^{i} \Sigma_{ij}\, \Phi_j(r) + \sum_{j=1}^{n} \bar{\nu}\, f_{\mathrm{sp}\,i}\, \Sigma_{\mathrm{sp}\,j}\, \Phi_j(r) . \tag{567,27}$$

Nun wird der Integrationsbereich von (567,26) zwischen $\mu' = -1$ und $+1$ in N gleiche Intervalle eingeteilt; die Bezeichnung S_N-Methode rührt gerade von dieser Intervalleinteilung her. In dem zwischen $\mu_{l-1} \leqq \mu \leqq \mu_l$ gelegenen Intervall soll $\Phi_i\,(r, \mu)$ durch die durch die Punkte $\Phi_i\,(r_1 \mu_l)$ und $\Phi_i\,(r_1 \mu_{l-1})$ gehende Gerade gegeben sein:

$$\Phi_i(r, \mu) = \frac{\mu - \mu_{l-1}}{\mu_l - \mu_{l-1}}\, \Phi_i(r, \mu_l) + \frac{\mu_l - \mu}{\mu_l - \mu_{l-1}}\, \Phi_i(r, \mu_{l-1}) . \tag{567,28}$$

Wenn man Gl. (567,27) über μ zwischen den Grenzen μ_{l-1} und μ_l integriert, so ergibt sich ein System von N Differentialgleichungen:

$$\left[a_l \frac{\partial}{\partial r} + \frac{b_l}{r} + \Sigma_{Ti}\right] \Phi_i(r, \mu_l) + \left[\bar{a}_l \frac{\partial}{\partial r} - \frac{b_l}{r} + \Sigma_{Ti}\right] \Phi_i(r, \mu_{l-1})$$
$$= 2 \left[\sum_{j=1}^{i} \Sigma_{ij}\, \Phi_j\,(r) + \sum_{j=1}^{n} \bar{\nu}\, f_{\mathrm{sp}\,i}\, \Sigma_{\mathrm{sp}\,j}\, \Phi_j\,(r)\right] . \tag{567,29}$$

---

[1]) Zur Berechnung von $f_{in,ij}$ s. Mandl, M. E., AERE Report T/R 1500 (1954).

[2]) Carlson, B. G., LA-1599 (1953) und LA-1891 (1955).

Hierbei ist

$$a_l = \frac{1}{3}(2\mu_l + \mu_{l-1}),$$

$$\bar{a}_l = \frac{1}{3}(\mu_l + 2\mu_{l-1}), \qquad (567,30)$$

und

$$b_l = 2(3 - \mu_l^2 - \mu_l\mu_{l-1} - \mu_{l-1}^2)/3(\mu_l - \mu_{l-1}).$$

Für die auf der rechten Seite von Gl. (567,29) vorkommenden Flußdichten $\Phi_j(r)$ findet man mit Hilfe von (567,26) und (567,28)

$$\Phi_j(r) = \frac{1}{N}\sum_{l=0}^{N}\Phi_j(r, \mu_l) - \frac{1}{2N}[\Phi_j(r, \mu_0 = -1) + \Phi_j(r, \mu_N = +1)]. \qquad (567,31)$$

Zu den N Gleichungen des Systems (567,29) zur Berechnung der $N + 1$ unbekannten Flußdichten $\Phi_i(r, \mu_l)$ tritt eine weitere Gleichung, die aus Gl. (567.27) entsteht, wenn man $\mu = -1$ setzt:

$$\left(-\frac{\partial}{\partial r} + \Sigma_{Ti}\right)\Phi_i(r, \mu_0 = -1) = \left[\sum_{j=1}^{i}\Sigma_{ij}\Phi_j(r) + \sum_{j=1}^{n}\bar{\nu} f_{\mathrm{sp}\,i}\Sigma_{\mathrm{sp}\,j}\Phi_j(r)\right]. \qquad (567,32)$$

Um die energie- und ortsabhängige Flußdichte zu ermitteln, wird zunächst $\Phi_i(r, -1)$ aus Gl. (567,32) bestimmt, wozu man für die auf der rechten Seite stehenden $\Phi_j(r)$ einfache Funktionen als erste Näherung einsetzt. Danach berechnet man mit demselben Quellterm $\Phi_i(r, \mu_1)$, $\Phi_i(r, \mu_2)$ usw. aus Gl. (567,29). Für die hierbei auszuführenden Integrationen über r wird der gesamte r-Bereich in M Intervalle $r_{k-1} \leqq r \leqq r_k$, die nicht unbedingt gleich groß sein müssen, eingeteilt und $\Phi_i(r, \mu_l)$ in jedem Intervall genau so wie bei Gl. (567,28) durch eine Gerade definiert, die durch die Punkte $\Phi_i(r_k, \mu_l)$ und $\Phi_i(r_{k-1}, \mu_l)$ geht. Ferner wird das in Gl. (567,27) vorkommende Glied $1/r$ durch $2/(r_k + r_{k-1})$ ersetzt. Solange $\mu \leqq 0$ ist, wird die Integration über r vom extrapolierten Reaktorradius $r = \mathcal{R}$ zum Reaktormittelpunkt $r = 0$ geführt und $\Phi_i(\mathcal{R}, \mu) = 0$ als Randbedingung benutzt. Sowie $\mu > 0$ wird, kehrt man die Integrationsrichtung um und verwendet als Randbedingung $\Phi_i(0, +\mu) = \Phi_i(0, -\mu)$. Der Grund, so vorzugehen, liegt darin, daß sich μ vergrößern muß, wenn die Neutronen nach außen strömen.

Mit den derart gefundenen $\Phi_i(r, \mu_l)$ bestimmt man sodann $\Phi_j(r)$ nach Gl. (567,31). Hiermit berechnet man sich eine zweite Näherung für den auf der rechten Seite von Gl. (567,32) stehenden Quellterm und wiederholt das beschriebene Verfahren so lange, bis sich durch punktweisen Vergleich der Ergebnisse zweier aufeinander folgender Iterationen herausstellt, daß die geforderte Übereinstimmung hergestellt ist. Unter Umständen sind hierzu bis zu fünfzig Iterationsschritte notwendig. Um einen möglichst glatten Flußdichteverlauf zu erhalten, braucht man nach Carlson zwanzig bis fünfzig Punkte für r.

Die Genauigkeit der beschriebenen S_N-Methode ist um so höher, je größer die Anzahl N der μ-Intervalle ist. So ist die S_2-Methode bereits der Diffusionstheorie überlegen, und die S_4-Methode reicht in den meisten Fällen zur Berechnung des Flußdichteverlaufs aus. Okrent u. a.[1]) haben mit drei Energiegruppen (0 bis 0,4 MeV, 0,4 bis 1,4 MeV und 1,4 bis ∞ MeV) eine interessante Vergleichsrechnung mit Hilfe der S_4-Methode der Diffusionstheorie und der auf S. 496 angeführten Serber-Wilson-Methode für drei verschieden große kugelförmige schnelle Reaktoren durchgeführt. Von den umfangreichen Ergebnissen soll nur erwähnt werden, daß die Diffusionstheorie für den kleinsten Reaktor mit etwa 11 cm Kernradius einen um 9% zu hohen Wert gegenüber der S_4-Methode lieferte.

Zusammenfassende Literatur:

Codd, J., Shepherd, L. R., u. Tait, J. H., Progress in Nuclear Energy, Bd. I, Physics, London 1956, S. 251 bis 310.

[1]) Okrent, D., Avery, R. u. Hummel, H. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 347, P/609.

3.24 Störungen des kritischen Zustandes

3.241 Störungstheorie

3.241 1 Voraussetzungen

Während des Reaktorbetriebs verändert sich die Spaltstoffmenge, weil der vorhandene Spaltstoff, z. B. U^{235}, durch Spaltungen und Neutroneneinfang verbraucht wird und weil neues spaltbares Material, z. B. Pu^{239}, durch Neutroneneinfang aus brütbarem Material wie U^{238} entsteht. Gleichzeitig werden radioaktive Spaltbruchstücke gebildet, die teilweise einen hohen Neutronenabsorptionsquerschnitt haben und damit als sog. Reaktorgifte die Neutronenbilanz verschlechtern. Außerdem ist die Reaktortemperatur im Verlauf des Betriebs Veränderungen unterworfen, die sich über Dichteschwankungen des Moderators und/oder des Kühlmittels sowie über Veränderungen des Neutronenspektrums auf die Reaktoreigenschaften auswirken. Die aufgeführten Effekte, zu denen man noch andere, wie z. B. Dampfblasenbildung, rechnen muß, beeinflussen als Störungen das kritische Reaktorverhalten.

Die sog. Störungstheorie[1]) soll darüber Auskunft geben, wie weit der effektive Vermehrungsfaktor k_{eff} von seinem kritischen Wert 1 als Folge derartiger Störungen abweicht. Ein Maß hierfür ist die relative Änderung von k_{eff}, die man als Reaktivität bezeichnet:

$$\varrho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}. \tag{568}$$

Wir wollen nun mit Hilfe der Zweigruppentheorie eine Formel für die Reaktivität ϱ eines aus Kern und Reflektor bestehenden Reaktors ableiten[2]), in der die vorhandenen Störungen als Abweichungen der Gruppenkonstanten von ihren ursprünglichen im kritischen Zustand vorhandenen Werten zum Ausdruck kommen. Der folgenden Ableitung liegt die Annahme zugrunde, daß die in Frage kommenden Störeffekte innerhalb jeder Schicht des Reaktors gleichmäßig wirken. Mit anderen Worten: Eine lokale Störung soll sich in ihrer Wirkung so rasch ausbreiten, daß die danach eingeleitete zeitliche Änderung der Neutronenflußdichte für jeden Punkt des Reaktors dieselbe ist.

Andererseits wird vorausgesetzt, daß die hervorgerufene Änderung von k_{eff} klein ist gegenüber k_{eff} selbst, d. h. $\varrho \ll 1$. Deshalb darf man annehmen, daß die Flußdichte nur sehr langsam während der Wirksamkeit der Störung mit der Zeit variiert. Mit anderen Worten: Der jeweilige Zustand des betrachteten Reaktors kann als quasistationär angesehen werden.

3.241 2 Die zeitabhängigen Zweigruppengleichungen

Wir gehen aus von den Zweigruppengleichungen (419) und (420), in denen wir wie bei Gl. (330) die Zeitabhängigkeit berücksichtigen. Doch müssen wir jetzt zwischen den prompten und den verzögerten Spaltneutronen unterscheiden[3]) (s. 1.28, bzgl. verzögerte Neutronen in der Reaktorregelung s. 3.531 1).

Die Ausgangsgleichungen lauten:

$$D_1 \Delta \Phi_1 - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1}) \Phi_1 + \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \Phi_2 \left(1 - \sum_i \beta_i\right) + \sum_i \lambda_i c_i = \frac{1}{v_1} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t}, \tag{569}$$

$$D_2 \Delta \Phi_2 - \Sigma_{a2} \Phi_2 + \Sigma_{br1} \Phi_1 = \frac{1}{v_2} \frac{\partial \Phi_2}{\partial t}. \tag{570}$$

---

[1]) Grundlagen: Wigner, E. P., CP-3048. — Fuchs, K., Proc. Phys. Soc. **A 62** (1949), 791.
[2]) Hierzu s. Garabedian, H. L., AECD-3667 bzw. WAPD-19 (1949); McMurry, H. L., AECD-3656 (1952).
[3]) Zur Behandlung der Photoneutronen s. Lundby, A., Nucleonics **12**, Nr. 8 (1954), 25.

Hierzu kommt noch ein System von linearen Differentialgleichungen für die Konzentration c_i derjenigen Kerne, die als Tochterkerne von primären Spaltbruchstücken verzögerte Neutronen bei ihrem radioaktiven Zerfall emittieren:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \frac{k_\infty \Sigma_{a2} \beta_i \Phi_2}{p} - \lambda_i c_i \qquad \begin{array}{l}(i = \text{Summationsindex für die Gruppen} \\ \text{der verzögerten Neutronen}).\end{array} \tag{571}$$

Hierbei ist λ_i die Zerfallskonstante der i-ten Gruppe und β_i der verzögerte Bruchteil in der i-ten Gruppe je frei gewordenem Spaltneutron. Das angegebene Gleichungssystem gilt für beide Schichten des Reaktors. Da in der folgenden Ableitung der Störungsformel kein Unterschied zwischen dem Reaktorkern und dem Reflektor gemacht werden muß, verzichten wir auf eine besondere Kennzeichnung der beiden Reaktorschichten bei den Flußdichten und Gruppenkonstanten.

Wenn die oben getroffenen Voraussetzungen über die örtliche und zeitliche Abhängigkeit des Störeffekts erfüllt sind, können wir für die Neutronenflußdichte Φ_1 bzw. Φ_2 und für die Konzentrationen c_i einen Produktansatz wie Gl. (331) machen und dabei den zeitabhängigen Faktor als Exponentialfunktion ansetzen, so daß

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} = \lambda \Phi_1, \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} = \lambda \Phi_2 \quad \text{und} \quad \frac{\partial c_i}{\partial t} = \lambda c_i. \tag{572}$$

Unsere Aufgabe wird zunächst darin bestehen, den Eigenwert λ zu berechnen. Dazu bringen wir das Gleichungssystem (569) bis (571) in Matrixform. Aus Gl. (571) und Gl. (572) erhält man

$$\lambda_i c_i = \frac{k_\infty \Sigma_{a2} \beta_i}{p} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda + \lambda_i}\right) \Phi_2. \tag{572a}$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gl. (569) ein, so schreibt sich das Gleichungssystem bei Benutzung von Gl. (572) wie folgt:

$$D_1 \Delta \Phi_1 - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1}) \Phi_1 + \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \Phi_2 = \lambda \left(\frac{\Phi_1}{v_1} + \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda + \lambda_i} \Phi_2\right), \tag{573}$$

$$D_2 \Delta \Phi_2 - \Sigma_{a2} \Phi_2 + \Sigma_{br1} \Phi_1 = \lambda \frac{\Phi_2}{v_2}. \tag{574}$$

Mit den Matrizen

$$\mathfrak{H} = \begin{pmatrix} D_1 \Delta - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1}) & \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \\ \Sigma_{br1} & D_2 \Delta - \Sigma_{a2} \end{pmatrix} \ (575), \quad \mathfrak{N}(\lambda) = \begin{pmatrix} \frac{1}{v_1} & \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda + \lambda_i} \\ 0 & \frac{1}{v_2} \end{pmatrix} \tag{576}$$

$$\text{und} \quad \boldsymbol{\Phi} = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \tag{577}$$

wird aus Gl. (573) und Gl. (574)

$$[\mathfrak{H} - \lambda \mathfrak{N}(\lambda)] \boldsymbol{\Phi} = 0. \tag{578}$$

3.241 3 Ableitung der Zweigruppen- und Eingruppen-Störungsformel

Für die Bestimmung des Eigenwerts λ benötigen wir folgende Definitionen und Sätze aus der Theorie der Eigenwertprobleme.

a) Zu $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{N}(\lambda)$ und $\boldsymbol{\Phi}$ gibt es sog. adjungierte Matrizen:

$$\mathfrak{H}^\dagger = \begin{pmatrix} D_1 \Delta - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1}) & \Sigma_{br1} \\ \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} & D_2 \Delta - \Sigma_{a2} \end{pmatrix} \ (579), \quad \mathfrak{N}^\dagger(\lambda) = \begin{pmatrix} \frac{1}{v_1} & 0 \\ \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda + \lambda_i} & \frac{1}{v_2} \end{pmatrix} \tag{580}$$

$$\text{und} \quad \boldsymbol{\Phi}^\dagger = (\Phi_1^* \, \Phi_2^*), \tag{581}$$

wobei $\Phi_1{}^*$ bzw. $\Phi_2{}^*$ das Konjugiert-Komplexe zu Φ_1 bzw. Φ_2 ist.

b) Das skalare Produkt zwischen zwei Vektoren $\boldsymbol{\Phi}$ und $\boldsymbol{\Psi}$ aus Eigenfunktionen wird definiert als

$$\{\boldsymbol{\Psi}\boldsymbol{\Phi}\} = \int (\boldsymbol{\Psi} \cdot \boldsymbol{\Phi})\,\mathrm{d}V = \int (\Psi_1\Phi_1 + \Psi_2\Phi_2)\,\mathrm{d}V, \tag{582}$$

so daß

$$\{\boldsymbol{\Psi}^\dagger\boldsymbol{\Phi}\} = \{\boldsymbol{\Phi}\boldsymbol{\Psi}^\dagger\} = \int (\Psi_1{}^*\Phi_1 + \Psi_2{}^*\Phi_2)\,\mathrm{d}V \tag{583}$$

ist.

c) Sind $\boldsymbol{\Phi}$ und $\boldsymbol{\Psi}$ zwei Vektoren, deren Komponenten alle vorgeschriebenen Randbedingungen erfüllen, so gilt

$$\{\boldsymbol{\Psi}^\dagger \mathfrak{H}\boldsymbol{\Phi}\} = \{\boldsymbol{\Phi}^\dagger \mathfrak{H}^\dagger \boldsymbol{\Psi}\}. \tag{584}$$

d) Die Eigenwerte λ der Gl. (578) sind identisch mit den Eigenwerten $\lambda^\dagger$ der adjungierten Gleichung[1])

$$[\mathfrak{H}^\dagger - \lambda^\dagger\,\mathfrak{R}^\dagger(\lambda^\dagger)]\,\boldsymbol{\Phi}^\dagger = [\mathfrak{H}^\dagger - \lambda\,\mathfrak{R}^\dagger(\lambda)]\,\boldsymbol{\Phi}^\dagger. \tag{585}$$

Im ungestörten kritischen Zustand verhält sich die Neutronenflußdichte stationär, so daß sich Gl. (578) vereinfacht zu

$$\mathfrak{H}_0\,\boldsymbol{\Phi}_0 = 0. \tag{586}$$

Die adjungierte Gleichung hierzu lautet wegen Gl. (585)

$$\mathfrak{H}_0{}^\dagger\,\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger = 0. \tag{587}$$

Durch Bildung des skalaren Produkts von Gl. (578) mit $\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger$ bzw. von Gl. (587) mit $\boldsymbol{\Phi}$ und Subtraktion der beiden Gleichungen ergibt sich

$$\{\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger\,\mathfrak{H}\,\boldsymbol{\Phi}\} - \{\boldsymbol{\Phi}\,\mathfrak{H}_0{}^\dagger\,\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger\} = \lambda\,\{\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger\,\mathfrak{R}(\lambda)\,\boldsymbol{\Phi}\}. \tag{588}$$

Zerlegt man den gestörten Operator in

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 + \delta\mathfrak{H} \tag{589}$$

und beachtet Gl. (584), so erhält man für den gesuchten Eigenwert λ des gestörten Problems

$$\lambda\{\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger\,\mathfrak{R}(\lambda)\,\boldsymbol{\Phi}\} = \{\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger\,\delta\mathfrak{H}\,\boldsymbol{\Phi}\}. \tag{590}$$

Wir berechnen jetzt den Faktor von λ:

$$\{\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger\,\mathfrak{R}(\lambda)\,\boldsymbol{\Phi}\} = \int\limits_{\text{Reakt}}\left[\frac{\Phi_{10}^*\Phi^*}{v_1} + \frac{\Phi_{02}^*\Phi_2}{v_2}\right]\mathrm{d}V + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda+\lambda_i}\int\limits_{\text{Kern}} \frac{k_\infty\,\Sigma_{a2}}{p}\,\Phi_{01}^*\,\Phi_2\,\mathrm{d}V. \tag{591}$$

Im zweiten Glied der rechten Seite ist bereits berücksichtigt worden, daß k_∞ im Reflektor gleich Null ist. Mit

$$\delta\mathfrak{H} = \begin{pmatrix} \delta D_1\,\Delta - \delta(\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1}) & \delta\left(\dfrac{k_\infty\,\Sigma_{a2}}{p}\right) \\ \delta\Sigma_{br1} & \delta D_2\,\Delta - \delta\Sigma_{a2} \end{pmatrix} \tag{592}$$

findet man für

$$\begin{aligned}\{\boldsymbol{\Phi}_0{}^\dagger\,\delta\mathfrak{H}\,\boldsymbol{\Phi}\} = \int\limits_{\text{Reakt}}\Bigg[\delta\left(\frac{k_\infty\Sigma_{a2}}{p}\right)\Phi_{01}^*\Phi_2 + \delta\Sigma_{br1}\,\Phi_{02}^*\,\Phi_1 - \delta\,(\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1})\,\Phi_{01}^*\,\Phi_1 \\ - \delta\Sigma_{a2}\,\Phi_{02}^*\,\Phi_2\Bigg]\,\mathrm{d}V + \int\limits_{\text{Reakt}}[\delta D_1\,\Phi_{01}^*\,\Delta\,\Phi_1 + \delta D_2\,\Phi_{02}^*\,\Delta\,\Phi_2]\,\mathrm{d}V.\end{aligned} \tag{593}$$

Das letzte Glied können wir mit Hilfe des Gaußschen Satzes umformen; es ist nämlich

$$\begin{aligned}\int\limits_{\text{Reakt}}\Phi^*\,\Delta\,\Phi\,\mathrm{d}V + \int\limits_{\text{Reakt}}\operatorname{grad}\Phi^*\cdot\operatorname{grad}\Phi\,\mathrm{d}V = \int\limits_{\text{Reakt}}\operatorname{div}\,(\Phi^*\operatorname{grad}\Phi)\,\mathrm{d}V \\ = \int\limits_{\text{Reaktoroberfläche}}\Phi^*\operatorname{grad}\Phi\cdot\mathrm{d}\vec{F} = 0\,,\end{aligned} \tag{594}$$

[1]) Wegen (581) müßte man Gl. (585) eigentlich wie folgt schreiben: $\boldsymbol{\Phi}^\dagger\,[\mathfrak{H}^\dagger - \lambda\,\mathfrak{R}^\dagger(\lambda)] = 0$; da die Differentialoperatoren von $\mathfrak{H}^\dagger$ aber auf $\boldsymbol{\Phi}^\dagger$ wirken sollen, ist obige Schreibweise vorzuziehen.

weil auf der Reaktoroberfläche die schnelle und thermische Flußdichte verschwinden müssen. Folglich:

$$\begin{aligned}\int\limits_{\text{Reakt}} [\delta D_1 \Phi_{01}^* \Delta\Phi_1 + \delta D_2 \Phi_{02}^* \Delta\Phi_2]\,\mathrm{d}V \\ = -\int\limits_{\text{Reakt}} [\delta D_1 \operatorname{grad}\Phi_{01}^* \cdot \operatorname{grad}\Phi_1 + \delta D_2 \operatorname{grad}\Phi_{02}^* \cdot \operatorname{grad}\Phi_2]\,\mathrm{d}V\,.\end{aligned} \tag{595}$$

Setzt man nun Gl. (591) und Gl. (593) in Gl. (590) ein und dividiert die erhaltene Beziehung durch das Integral, das als Faktor bei $\sum_i \frac{\beta_i}{\lambda + \lambda_i}$ steht, so nimmt die linke Seite von Gl. (590) gerade die Form des in Abschn. 3.5312 abgeleiteten Zusammenhanges zwischen der Reaktivität ϱ und der reziproken Reaktorzeitkonstante $\lambda = 1/T_{\text{Reakt}}$ an, der als Inhour-Gleichung bezeichnet wird:

$$\varrho = \frac{\Delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} = \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_{\text{Reakt}}} + \frac{1}{T_{\text{Reakt}}} \frac{\int\limits_{\text{Reakt}} \left[\frac{\Phi_{01}^*\Phi_1}{v_1} + \frac{\Phi_{02}^*\Phi_2}{v_2}\right]\mathrm{d}V}{\int\limits_{\text{Kern}} \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \Phi_{01}^* \Phi_2\,\mathrm{d}V}\,. \tag{596}$$

Definiert man nun die mittlere Lebensdauer τ_g einer Generation von prompten Neutronen eines endlich ausgedehnten Reaktors durch

$$\tau_g = k_{\text{eff}} \frac{\int\limits_{\text{Reakt}} \left[\frac{\Phi_{01}^*\Phi_1}{v_1} + \frac{\Phi_{02}^*\Phi_2}{v_2}\right]\mathrm{d}V}{\int\limits_{\text{Kern}} \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \Phi_{01}^* \Phi_2\,\mathrm{d}V}\,, \tag{597}$$

wobei sich τ_g aus der Moderationszeit t_{mod} [Gl. (346)] und der Diffusionszeit t_{diff} [Gl. (351)] additiv zusammensetzt, so ist damit die Reaktivität ϱ mit den Änderungen der Gruppenkonstanten bzw. der Flußdichten verknüpft, die durch irgendeine Störung ausgelöst werden:

$$\begin{aligned}\varrho = \frac{1}{\int\limits_{\text{Kern}} \left(\frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p}\right) \Phi_{01}^* \Phi_2\,\mathrm{d}V} \Bigg\{ \int\limits_{\text{Reakt}} \Bigg[\delta\left(\frac{k_\infty}{p}\right) \Sigma_{a2}\, \Phi_{01}^* \Phi_2 \\ + \delta\Sigma_{a2} \left(\frac{k_\infty}{p} \Phi_{01}^* \Phi_2 - \Phi_{02}^* \Phi_2\right) - \delta\Sigma_{a1} \Phi_{01}^* \Phi_1 + \delta\Sigma_{br1} (\Phi_{02}^* \Phi_1 - \Phi_{01}^* \Phi_1) \\ - \delta D_1 \operatorname{grad}\Phi_{01}^* \cdot \operatorname{grad}\Phi_1 - \delta D_2 \operatorname{grad}\Phi_{02}^* \cdot \operatorname{grad}\Phi_2\Bigg]\mathrm{d}V\Bigg\}\,.\end{aligned} \tag{598}$$

Im Anschluß hieran besprechen wir noch einige Vereinfachungen dieser Formel. Im allgemeinen kann man den gestörten Flußdichteverlauf, d. h. Φ_1 und Φ_2, nicht explizit berechnen. Man begnügt sich daher, in Gl. (598) für Φ_1 bzw. Φ_2 als erste Näherung die ungestörten Flußdichten Φ_{01} und Φ_{02} einzusetzen. Ferner vernachlässigen wir den Unterschied zwischen $1/p$ und $1 + \Sigma_{a1}/\Sigma_{br1}$ (s. S. 460). Dann wird aus Gl. (598)

$$\begin{aligned}\varrho = \frac{1}{\int\limits_{\text{Kern}} \left(\frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p}\right) \Phi_{01}^* \Phi_{02}\,\mathrm{d}V} \Bigg\{ \int\limits_{\text{Reakt}} \Bigg[\delta\left(\frac{k_\infty}{p} \Sigma_{a2}\right) \Phi_{01}^* \Phi_{02} \\ - \delta\Sigma_{a2} \Phi_{02}^* \Phi_{02} + \delta\Sigma_{br1} \Phi_{02}^* \Phi_{01} - \delta\left(\frac{\Sigma_{br1}}{p}\right) \Phi_{01}^* \Phi_{01} \\ - \delta D_1 \operatorname{grad}\Phi_{01}^* \cdot \operatorname{grad}\Phi_{01} - \delta D_2 \operatorname{grad}\Phi_{02}^* \cdot \operatorname{grad}\Phi_{02}\Bigg]\mathrm{d}V\,.\end{aligned} \tag{599}$$

Setzt man hier $\Sigma_{br1} = 0$ bzw. $p = 1$ und schreibt Φ_{02} statt Φ_{01}, so erhält man hieraus die entsprechende Störungsformel der Eingruppentheorie. Durch diese Abänderung geht nämlich Gl. (569) in die zeitabhängige Eingruppen-Diffusionsgleichung über, wie man bestätigt, wenn man Gl. (330) durch die Glieder ergänzt, die den Einfluß verzögerter Neutronen beschreiben. Nach Weglassung des Index 2 ergibt sich

$$\varrho = \frac{\int\limits_{\text{Reakt}} \{[\delta\,(k_\infty \Sigma_a) - \delta \Sigma_a]\, \Phi_0^* \Phi_0 - \delta D \operatorname{grad}\Phi_0^* \cdot \operatorname{grad}\Phi_0\}\, \mathrm{d}V}{\int\limits_{\text{Kern}} (k_\infty \Sigma_a)\, \Phi_0^* \Phi_0\, \mathrm{d}V}\,. \tag{600}$$

Bevor wir die abgeleiteten Formeln auf ganz bestimmte Störungen anwenden, wollen wir noch auf die physikalische Bedeutung der adjungierten Flußdichtematrix $\boldsymbol{\Phi}^\dagger$ hinweisen. Ihre Komponenten $\Phi_1{}^\dagger(\mathfrak{r})$ bzw. $\Phi_2{}^\dagger(\mathfrak{r})$ sind ein Maß für den Einfluß, den ein Neutron im Mittel auf die Aufrechterhaltung der im Reaktor ablaufenden Kettenreaktion ausübt, wenn es von einer äußeren Quelle am Ort $\mathfrak{r}$ mit der diskreten Energie der jeweiligen Neutronengruppe eingebracht wird. $\boldsymbol{\Phi}^\dagger$ heißt daher auch Einflußfunktion[1]) (importance function), während Gl. (585) den Erhaltungssatz des Neutroneneinflusses darstellt. Ebenso wie $\boldsymbol{\Phi}$ läßt sich $\boldsymbol{\Phi}^\dagger$ auch für den Fall beliebiger Quellenenergie aufstellen; als nächste Verallgemeinerungsstufe ist zu berücksichtigen, daß $\boldsymbol{\Phi}^\dagger$ von der Neutronenflugrichtung abhängt. Die dann definierte Einflußfunktion $\boldsymbol{\Phi}^\dagger(\mathfrak{r}, \vec{A}, E, t)$ muß der adjungierten Neutronentransportgleichung des Reaktors genügen. Somit ist es möglich, eine Störungsformel abzuleiten, die allgemeiner als Gl. (598) ist, weil statt Gl. (569) bzw. Gl. (570) die Transportgleichung zugrunde gelegt wird (Ussachoff[2])).

3.241 4 Anwendungsbeispiel

Im Abschn. 3.243 4 werden wir die Zweigruppen-Störungsformel (599) anwenden, um den Reaktivitätswert eines zentralen Regelstabes zu berechnen. Hier beschränken wir uns darauf, mit Hilfe der Eingruppen-Störungsformel (600) die Änderung von k_{eff} zu ermitteln, die ein Absorber (Index A) mit Σ_A als Wirkungsquerschnitt verursacht, der in das Innere eines heterogenen Reaktors eingebracht worden ist und dort das kleine Volumen V_A einnimmt. Die Annahme erscheint berechtigt, daß sich dadurch der Diffusionskoeffizient D im Reaktorkern und Reflektor nicht ändert. Dann vereinfacht sich Gl. (600) zu

$$\varrho = \frac{\int\limits_{V_A} \delta\,[(k_\infty - 1)\,\Sigma_a]\, \Phi_0^* \Phi_0\, \mathrm{d}V}{\int\limits_{\text{Kern}} k_\infty \Sigma_a \Phi_0^* \Phi_0\, \mathrm{d}V} = \frac{\delta\,[(k_\infty - 1)\,\Sigma_a] \int\limits_{V_A} \Phi_0^* \Phi_0\, \mathrm{d}V}{k_{\infty 0} \Sigma_{a0} \int\limits_{\text{Kern}} \Phi_0^* \Phi_0\, \mathrm{d}V}\,, \tag{601}$$

weil die Gruppenkonstanten als Mittelwerte für das Gitter des Reaktorkerns vor das Integral gezogen werden können und weil δk_∞ und $\delta \Sigma_a$ innerhalb von V_A konstant sind. Den Ausdruck

$$g\,(V_A) = \frac{\int\limits_{V_A} \Phi_0^* \Phi_0\, \mathrm{d}V}{\int\limits_{\text{Kern}} \Phi_0^* \Phi_0\, \mathrm{d}V} \tag{602}$$

nennt man das statistische Gewicht des Gebietes V_A. Da die Störwirkung proportional zum Produkt von Absorptionsrate und Neutronenflußdichte sein muß, geht das Quadrat der Flußdichte in den Gewichtsfaktor $g(V_A)$ ein.

---

[1]) Hierzu s.: Weinberg, A. M., Am. J. Phys. **20** (1952), 401. — Grümm, H., u. Höcker, K. H., Z. angew. Phys. **9** (1957), 305.

[2]) Ussachoff, L. N., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 503, P/656.

Wir bestimmen nun $\delta k_\infty = \delta f$ und $\delta \Sigma_a$ in dem wie folgt umzuformenden Faktor von $g(V_A)$:

$$\frac{\delta[(k_\infty - 1)\Sigma_a]}{k_{\infty 0}\Sigma_{a0}} = \frac{\delta k_\infty}{k_{\infty 0}} + \frac{(k_{\infty 0} - 1)}{k_{\infty 0}} \frac{\delta \Sigma_a}{\Sigma_{a0}} = \frac{\delta f}{f_0} + \frac{(k_{\infty 0} - 1)}{k_{\infty 0}} \frac{\delta \Sigma_a}{\Sigma_{a0}}. \tag{603}$$

Die mittleren ungestörten Flußdichten im Brennstoff bzw. Moderator kennzeichnen wir durch $\bar{\Phi}_{B0}$ bzw. $\bar{\Phi}_{M0}$, während $\bar{\Phi}_A$ die mittlere Flußdichte im Absorber ist. Dann ergibt sich für die ungestörte thermische Nutzung

$$f_0 = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_{aM} V_M \bar{\Phi}_{M0}}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_{B0}}} \tag{604}$$

und für die gestörte thermische Nutzung

$$f = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_{aM} V_M \bar{\Phi}_M + \Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_B}}. \tag{605}$$

Damit wird

$$\frac{\delta f}{f_0} = \frac{f - f_0}{f_0} = \frac{-\frac{\Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_B} - \frac{\Sigma_{aM} V_M}{\Sigma_{aB} V_B}\left(\frac{\bar{\Phi}_M}{\bar{\Phi}_B} - \frac{\bar{\Phi}_{M0}}{\bar{\Phi}_{B0}}\right)}{1 + \frac{\Sigma_{aM} V_M \bar{\Phi}_M + \Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_B}} \cong -\frac{\Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_B} \cdot f_0, \tag{606}$$

wenn man den geringen Unterschied zwischen $\bar{\Phi}_M/\bar{\Phi}_B$ und $\bar{\Phi}_{M0}/\bar{\Phi}_{B0}$ sowie zwischen f und f_0 vernachlässigt. Ferner ist [s. Gl. (556)]

$$\Sigma_{a0} = \frac{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_{B0} + \Sigma_{aM} V_M \bar{\Phi}_{M0}}{V_B \bar{\Phi}_{B0} + V_M \bar{\Phi}_{M0}} \tag{607}$$

und

$$\Sigma_a = \frac{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_B + \Sigma_{aM} V_M \bar{\Phi}_M + \Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{V_B \bar{\Phi}_B + V_M \bar{\Phi}_M + V_A \bar{\Phi}_A}. \tag{608}$$

Der Nenner in diesen beiden Formeln unterscheidet sich nur wenig, so daß man in gleicher Näherung wie bei Gl. (606) erhält:

$$\begin{aligned}\frac{\delta \Sigma_a}{\Sigma_{a0}} &= \frac{\Sigma_a - \Sigma_{a0}}{\Sigma_{a0}} \cong \frac{\Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A + \Sigma_{aB} V_B (\bar{\Phi}_B - \bar{\Phi}_{B0}) + \Sigma_{aM} V_M (\bar{\Phi}_M - \bar{\Phi}_{M0})}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_{B0} + \Sigma_{aM} V_M \bar{\Phi}_{M0}} \\ &\cong + \frac{\Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_{B0} + \Sigma_{aM} V_M \bar{\Phi}_{M0}} = + \frac{\Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_{B0}} \cdot f_0 .\end{aligned} \tag{609}$$

Setzt man Gl. (603), Gl. (606) und Gl. (609) in Gl. (601) ein, ergibt sich die gesuchte Reaktivität des Absorbers:

$$\varrho = \frac{\delta f}{f_0} \cdot \frac{g(V_A)}{k_{\infty 0}} = -\frac{\Sigma_A V_A \bar{\Phi}_A}{\Sigma_{aB} V_B \bar{\Phi}_{B0}} \cdot f_0 \cdot \frac{g(V_A)}{k_{\infty 0}}. \tag{610}$$

Für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte schreibt man häufig

$$\frac{\Sigma_A}{\Sigma_{aB}} = \frac{\sigma_A}{\sigma_{aB}} \cdot \frac{\mathsf{A}_B}{\mathsf{A}_A} \cdot \frac{\varrho_A}{\varrho_B} = K_{\text{gift}} \cdot \frac{\varrho_A}{\varrho_B}$$

(A_A = Atomgewicht des Absorbers, A_B = Atomgewicht des Brennstoffs), (611)

wobei ϱ_A/ϱ_B angibt, wieviel Gramm Absorber auf ein Gramm Brennstoff kommen würden, wenn die absorbierende Substanz mit jenem vermischt wäre. Weil der Absorber dann als Brennstoffgift wirkt, bezeichnet man K_{gift} als Vergiftungskoeffizienten.

3.242 Vergiftungserscheinungen

3.2421 Vergiftung durch Xe^{135} und Sm^{149}

Mit Hilfe der zuletzt abgeleiteten Formel (610) können wir nunmehr die Reaktivitätsverminderung ϱ_{gift} berechnen, die von den während des Reaktorbetriebes anfallenden Spaltprodukten verursacht wird. Von diesen sind vor allem Xe^{135} und Sm^{149} zu nennen, welche einen hohen Einfangquerschnitt haben und beim Spaltungsvorgang mit verhältnismäßig großer Ausbeute entweder auf direktem Wege oder über folgende Reaktionen entstehen:

$$Te^{135} \xrightarrow[\beta^-]{2\,\text{min}} J^{135} \xrightarrow[\beta^-]{6{,}68\,\text{h}} \underline{Xe^{135}} \xrightarrow[\beta^-]{9{,}13\,\text{h}} Cs^{135} \xrightarrow[\beta^-]{2\cdot 10^4\,\text{h}} Ba^{135}\ (\text{stabil}) \tag{612}$$

$$Nd^{149} \xrightarrow[\beta^-]{1{,}8\,\text{h}} Pm^{149} \xrightarrow[\beta^-]{50\,\text{h}} \underline{Sm^{149}}\ (\text{stabil}). \tag{613}$$

Bevor wir Gl. (610) anwenden können, müssen wir untersuchen, wie die Xe^{135}- bzw. Sm^{149}-Konzentration unter verschiedenen Betriebsbedingungen von der Zeit abhängt. Hierzu ist es notwendig, den zeitlichen Konzentrationsverlauf auch aller Mutterkerne von Xe^{135} bzw. Sm^{149} zu ermitteln. Da Te^{135} im Vergleich zu J^{135} sehr schnell zerfällt, dürfen wir zur Vereinfachung annehmen, daß J^{135} direkt gebildet wird. Mit einer analogen Annahme können wir auch Reaktion (613) abkürzen. Dann reduziert sich unsere Aufgabe auf die Lösung des folgenden Systems zweier linearer Differentialgleichungen erster Ordnung (c = Atomzahl/Volumen, γ = Spaltausbeute):

$$\frac{dc_1(t)}{dt} = -[\lambda_1 + \sigma_{a1}\Phi(t)]\,c_1(t) + \gamma_1 \Sigma_{sp}(t)\,\Phi(t), \tag{614}$$

$$\frac{dc_2(t)}{dt} = -[\lambda_2 + \sigma_{a2}\Phi(t)]\,c_2(t) + \lambda_1 c_1(t) + \gamma_2 \Sigma_{sp}(t)\,\Phi(t). \tag{615}$$

Hierbei ist berücksichtigt worden, daß der Spaltquerschnitt Σ_{sp} wegen des im allgemeinen gleichzeitig stattfindenden Brennstoffverbrauchs eine Funktion der Zeit ist. Der Index 1 bezieht sich auf J^{135} bzw. Pm^{149}, der Index 2 auf Xe^{135} und Sm^{149}. Die allgemeine Lösung von Gl. (614) und Gl. (615) lautet:

$$c_1(t) = \exp\left[-\int^t [\lambda_1 + \sigma_{a1}\Phi(t')]\,dt'\right] \times$$
$$\times \left[\gamma_1 \int_0^t \Sigma_{sp}(t')\,\Phi(t') \exp\left(+\int^{t'} [\lambda_1 + \sigma_{a1}\Phi(t'')]\,dt''\right) dt' + c_1(0)\right], \tag{616}$$

$$c_2(t) = \exp\left[-\int^t [\lambda_2 + \sigma_{a2}\Phi(t')]\,dt'\right] \times$$
$$\times \left[\int_0^t [\gamma_2 \Sigma_{sp}(t')\,\Phi(t') + \lambda_1 c_1(t')] \exp\left(+\int^{t'} [\lambda_2 + \sigma_{a2}\Phi(t'')]\,dt''\right) dt' + c_2(0)\right]. \tag{617}$$

Aus der nachstehenden Tabelle geht hervor, welche Werte in Gl. (616) bzw. Gl. (617) für die Spaltausbeuten γ, die Zerfallskonstanten λ und die Absorptionsquerschnitte σ_a eingesetzt werden müssen.

	J^{135}	Xe^{135}	Pm^{149}	Sm^{149}	Bemerkungen
γ	0,056	0,003	0,014	0,013[1]	f. thermische U^{235}-Spaltung
λ s^{-1}	$2{,}88 \cdot 10^{-5}$	$2{,}11 \cdot 10^{-5}$	$3{,}85 \cdot 10^{-6}$	0	
σ_a barn	0	$3{,}24 \cdot 10^6$	0	$6{,}82 \cdot 10^4$ [2]	für $v = 2200$ m/s

[1] Hierzu s. Deutsch, R. W., Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 89.
[2] Nach Aitken, K. L., u. a., J. Nucl. Energy **4** (1957), 33.

Gl. (616) bzw. Gl. (617) wollen wir jetzt auf folgende Beispiele anwenden:

Vergiftung durch a) das instabile Xe^{135} bei stationärem Betrieb,
b) das instabile Xe^{135} nach Abschalten des Reaktors,
c) das stabile Sm^{149} nach Abschalten des Reaktors.

Dazu muß bekannt sein, wie der Spaltquerschnitt und die thermische Flußdichte von der Zeit abhängen. Nach Abschalten des Reaktors ist Σ_{sp} ohnehin konstant; bei Fall a) soll $\Sigma_{sp}(t)$ nur geringfügig mit der Zeit variieren, so daß es erlaubt ist, in Gl. (616) bzw. Gl. (617) Σ_{sp} vor das Integral zu ziehen.

a) Hierfür nehmen wir an, daß Φ zur Zeit $t = 0$ sprunghaft von Null auf den konstanten Wert $\Phi = \Phi_0$ ansteigt. Unter dieser Voraussetzung sind auch die Anfangswerte der J^{135}- und Xe^{135}-Konzentration $c_J(0) = c_{Xe}(0) = 0$. Somit erhält man für J^{135}

$$c_J(t) = \frac{\gamma_J \Sigma_{sp} \Phi_0}{\lambda_J}\left(1 - e^{-\lambda_J t}\right) \tag{618}$$

und für Xe^{135}

$$c_{Xe}(t) = \frac{(\gamma_J + \gamma_{Xe})\Sigma_{sp}\Phi_0}{\lambda_{Xe} + \sigma_{a\,Xe}\Phi_0}\left(1 - e^{-(\lambda_{Xe} + \sigma_{a\,Xe}\Phi_0)t}\right) + \\ + \frac{\gamma_J \Sigma_{sp}\Phi_0}{(\lambda_J - \lambda_{Xe}) - \sigma_{a\,Xe}\Phi_0}\left(e^{-\lambda_J t} - e^{-(\lambda_{Xe} + \sigma_{a\,Xe}\Phi_0)t}\right). \tag{619}$$

Nach längerer Zeit ($t \to \infty$) stellt sich für beide Konzentrationen ein Gleichgewicht ein:

$$c_J(\infty) = \gamma_J \Sigma_{sp} \Phi_0/\lambda_J, \tag{620}$$

$$c_{Xe}(\infty) = \frac{(\gamma_J + \gamma_{Xe})\Sigma_{sp}\Phi_0}{\lambda_{Xe} + \sigma_{a\,Xe}\Phi_0}. \tag{621}$$

Zu denselben Ergebnissen gelangt man, wenn man in Gl. (614) bzw. Gl. (615) die linke Seite gleich Null setzt.

b) Auch in diesem Falle wollen wir zur Vereinfachung annehmen, daß ein Flußdichtesprung zur Zeit $t = 0$ stattfindet, jedoch in umgekehrter Richtung von Φ_0 auf Null. Die beim Abschalten des Reaktors vorhandenen Anfangswerte der J^{135}- bzw. Xe^{135} Konzentration sind jetzt $c_J(\infty)$ bzw. $c_{Xe}(\infty)$. Es ergibt sich aus Gl. (616) und Gl. (617)

$$c_J(t) = c_J(\infty)\, e^{-\lambda_J t} \tag{622}$$

und

$$c_{Xe}(t) = c_{Xe}(\infty)\, e^{-\lambda_{Xe} t} + \frac{\lambda_J}{\lambda_J - \lambda_{Xe}} c_J(\infty)\left(e^{-\lambda_{Xe} t} - e^{-\lambda_J t}\right). \tag{623}$$

Die abgeleitete Xe^{135}-Konzentrationskurve durchläuft ein Maximum, wenn seit dem Abschalten gerade die Zeit

$$t_{max} = \frac{1}{\lambda_J - \lambda_{Xe}} \ln\left[\frac{\lambda_J{}^2 c_J(\infty)}{\lambda_{Xe}(\lambda_J - \lambda_{Xe})c_{Xe}(\infty) + \lambda_J\lambda_{Xe}c_J(\infty)}\right] \\ = \frac{1}{\lambda_J - \lambda_{Xe}} \ln\left[\frac{\lambda_J\gamma_J(\lambda_{Xe} + \sigma_{a\,Xe}\Phi_0)}{\lambda_{Xe}[\gamma_J(\lambda_{Xe} + \sigma_{a\,Xe}\Phi_0) + (\lambda_J - \lambda_{Xe})(\gamma_J + \gamma_{Xe})]}\right] \tag{624}$$

verstrichen ist. Die Xe^{135}-Konzentration erreicht nach Ablauf der Rückkehrzeit $t_{rück}$ ihren ursprünglichen Wert $c_{Xe}(\infty)$ und strebt danach asymptotisch gegen Null. $t_{rück}$ berechnet sich aus der transzendenten Gleichung

$$c_{Xe}(\infty) = c_{Xe}(\infty)\, e^{-\lambda_{Xe} t_{rück}} + \frac{\lambda_J}{\lambda_J - \lambda_{Xe}} c_J(\infty)\left(e^{-\lambda_{Xe} t_{rück}} - e^{-\lambda_J t_{rück}}\right). \tag{625}$$

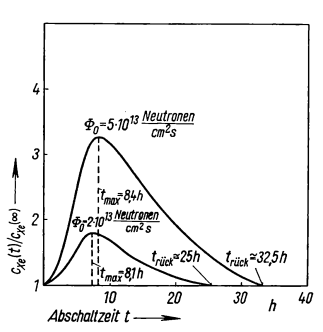
Um ein Zahlenbeispiel zu nennen: Bei $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{13}$ Neutronen/cm²s beträgt $t_{max} = 8{,}1$ h und $t_{rück} = 25$ h. Bei sehr großem Φ_0 erhält man für t_{max} den oberen Grenzwert

$$t_{max} = \frac{1}{\lambda_J - \lambda_{Xe}} \ln\frac{\lambda_J}{\lambda_{Xe}} = 11{,}2\,\text{h}. \tag{624a}$$

Fig. **508.**1 zeigt einige Ergebnisse für verschiedene Flußdichten. Caillet und Carpentier[1]) haben außerdem untersucht, wie sich $c_{Xe}(t)$ ändert, wenn die Flußdichte beim

[1]) Caillet, C. P., u. Carpentier, J., J. Nucl. Energy **3** (1956), 49.

Abschalten des Reaktors nicht mehr sprunghaft, sondern linear oder exponentiell von Φ_0 auf Null sinkt. Wie nicht anders zu erwarten ist, tritt dann eine Verflachung der Xe^{135}-Konzentrationskurve ein. So wird bei einem linearen Flußdichteabfall von $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{13}$ Neutronen/cm²s auf Null innerhalb von 10 h $t_{max} = 12$ h und $t_{rück} = 30{,}2$ h.



508.1 Verlauf der relativen Xe^{135}-Konzentration nach dem Abschalten des Reaktors

c) Im Unterschied zu Fall b) verschwindet nach Abschalten des Reaktors das anfallende, stabile Sm^{149} nicht mehr ($\lambda_{Sm} = 0$). Bei stationärem Reaktorbetrieb erhält man aus Gl. (614) bzw. Gl. (615) einen von der herrschenden Neutronenflußdichte unabhängigen Wert für die Gleichgewichtskonzentration von Sm^{149}, nämlich

$$c_{Sm}(\infty) = (\gamma_{Pm} + \gamma_{Sm}) \Sigma_{sp} / \sigma_{a\,Sm}. \qquad (626)$$

Wenn wir wiederum annehmen, daß bei $t = 0$ Φ von Φ_0 auf Null springt, ergibt sich folgender Zeitverlauf für $c_{Sm}(t)$:

$$c_{Sm}(t) = \frac{(\gamma_{Pm} + \gamma_{Sm}) \Sigma_{sp}}{\sigma_{a\,Sm}} + \frac{\gamma_{Pm} \Sigma_{sp} \Phi_0}{\lambda_{Pm}} \left(1 - e^{-\lambda_{Pm} t}\right). \qquad (627)$$

Somit beträgt der sich nach längerer Betriebspause einstellende Grenzwert der Sm^{149}-Konzentration

$$c_{Sm\,Grenz} = \frac{(\gamma_{Pm} + \gamma_{Sm}) \Sigma_{sp}}{\sigma_{a\,Sm}} + \frac{\gamma_{Pm} \Sigma_{sp} \Phi_0}{\lambda_{Pm}}. \qquad (627\,a)$$

Erst nach erneutem Einschalten des Reaktors wird das angesammelte Sm^{149} durch Neutroneneinfang etwas abgebaut, bis die Sm^{149}-Neuerzeugung durch Spaltung bzw. radioaktiven Zerfall des Mutterkerns Pm^{149} damit wirksam konkurriert.

Schließlich wollen wir noch auf die Frage eingehen, welche Reaktivitätsreserve ein Reaktor haben muß, damit er nach dem Abschalten trotz Xe^{135}- und Sm^{149}-Vergiftung jederzeit wieder angefahren werden kann. Im stationären Betrieb liegt die obere Grenze ($\Phi_0 \to \infty$) der Xe^{135}-Vergiftung wegen Gl. (621) bei

$$g_{Xe\,Grenz} = \frac{c_{Xe}(\infty)\,\sigma_{a\,Xe}}{\Sigma_{aB}} = (\gamma_J + \gamma_{Xe}) \frac{\Sigma_{sp}}{\Sigma_{aB}}, \qquad (628)$$

d. h. $\varrho_{gift} \cong g_{Xe\,Grenz}$ ist 3,5% bei Natururan und 5% bei reinem U^{235}. Dagegen ist die stationäre, von der Flußdichte unabhängige Sm^{149}-Vergiftung g_{Sm} nur halb so groß. Nach dem Abschalten gilt (t_B = Abbranddauer, t_w = Wartezeit)

$$g_{Xe}(t_B = \infty, t_w) = \frac{c_{Xe}(t_w)\,\sigma_{a\,Xe}}{\Sigma_{aB}}, \qquad (629)$$

wobei $c_{Xe}(t_w)$ durch Gl. (623) gegeben ist. Hieraus findet man für reines U^{235} nach einer Betriebspause von durchschnittlich 10 h die in Tab. **508.2** angegebenen Maximalvergiftungen.

508.2 Maximalvergiftung durch Xe^{135} nach Abschalten

Φ_0	10^{13}	$2 \cdot 10^{13}$	10^{14}	$2 \cdot 10^{14}$	Neutronen/cm² s
$g_{Xe\,max}$	3	8	20	38	%

Bei Natururan verkleinern sich diese Werte um den Faktor 0,7. Gegenüber $g_{Xe\,max}$ fällt die maximale Sm^{149}-Vergiftung

$$g_{Sm\,Grenz} = \frac{c_{Sm\,Grenz}\,\sigma_{a\,Sm}}{\Sigma_{aB}} = \left[(\gamma_{Pm} + \gamma_{Sm}) + \frac{\sigma_{a\,Sm}\,\gamma_{Pm}}{\lambda_{Pm}} \Phi_0\right] \frac{\Sigma_{sp}}{\Sigma_{aB}} \qquad (630)$$

jedoch nicht ins Gewicht; denn bei $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{14}$ Neutronen/cm² s und reinem U^{235} erreicht $g_{Sm\,Grenz}$ erst 4,2%.

3.242 2 Vergiftung durch andere Spaltprodukte

Außer Xe^{135} und Sm^{149} treten noch andere, weniger „giftige“ Spaltbruchstücke mit erheblich geringerem Einfangquerschnitt oder niedrigerer Spaltausbeute auf (s. Tabellen von Deutsch[1]) und Littler[2])). Deutsch beschreibt deren Wirkung durch das sog. Boräquivalent $\mathcal{B}$. Dieses gibt diejenige Massenkonzentration von Bor^{10} in Uran 235 an, die der wirklichen Spaltproduktvergiftung äquivalent ist, und hängt vom Brennstoffabbrand ab.

Statt dessen kann man ebensogut den Wirkungsquerschnitt Σ_{gift} aller Spaltprodukte als Maß für die Vergiftung wählen, denn Σ_{gift} ist nach Gl. (610) proportional zur Reaktivitätsverminderung ϱ_{gift}, die die Spaltbruchstücke verursachen. Da diese im Brennstoff entstehen, ist $V_A = V_B$ und $\bar{\Phi}_A = \bar{\Phi}_{B0}$, so daß sich Gl. (610) vereinfacht zu

$$\varrho_{\text{gift}} = -\frac{\Sigma_{\text{gift}}}{\Sigma_{aB}} \cdot f_0 \cdot \frac{g(V_A)}{k_{\infty 0}}. \tag{631}$$

Im statistischen Gewicht $g(V_A)$ kommt die räumliche Verteilung der Gifte zum Ausdruck. Sofern diese über den ganzen Reaktor gleichmäßig verteilt sind, ist $g(V_A) = 1$. Die dann aus Gl. (631) entstehende einfachere Formel läßt sich aus Gl. (600) auf einem kürzeren Weg als Gl. (610) bzw. Gl. (631) ableiten. Es ist nämlich in diesem Falle, wiederum $\delta D = 0$ angenommen,

$$\delta(k_{\infty 0}\,\Sigma_{a0}) = \delta(\bar{\nu}\,\varepsilon\,\Sigma_{\text{sp}}\,p) = 0 \quad \text{und} \quad \delta\Sigma_a = \Sigma_{\text{gift}};$$

mithin:

$$\varrho_{\text{gift}} = -\frac{\delta\Sigma_a}{k_{\infty 0}\,\Sigma_a} = -\frac{\Sigma_{\text{gift}}}{\Sigma_{aB}} \cdot \frac{f_0}{k_{\infty 0}} = -\frac{\mathcal{G}\,f_0}{k_{\infty 0}}. \tag{631a}$$

Das bei $f_0/k_{\infty 0}$ stehende Wirkungsquerschnittsverhältnis, die Vergiftung $\mathcal{G}$, hängt sowohl von der Abbranddauer t_B als auch von der Wartezeit t_w ab, die seit dem Abschalten des Reaktors verstrichen ist.

Wenn man in $\mathcal{G}$ nach Gl. (611) einen einzigen Vergiftungskoeffizienten K_{gift} einführt, wird der Zusammenhang zwischen dem Boräquivalent $\mathcal{B}$ und Σ_{gift} hergestellt. Zunächst ist

$$\mathcal{G}(t_B, t_w) = \frac{\sum\limits_{\text{alle Gifte}} c_{\text{gift}}(t_B + t_w)\,\sigma_{\text{gift}}}{\Sigma_{aB}(t_B)} = \frac{\Sigma_{\text{gift}}^{\text{Bor}}(t_B + t_w)}{\Sigma_{aB}(t_B)} = K_{\text{gift}}\,\frac{\varrho_{\text{Bor}}(t_B + t_w)}{\varrho_B(t_B)}. \tag{632}$$

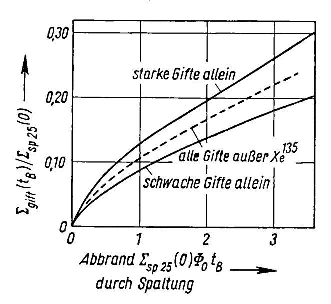
Bestehen die Brennelemente aus Uranmetall mit dem einheitlichen U^{235}-Anreicherungsgrad a_{25}, so beträgt das Dichteverhältnis (ϱ_{25} Dichte von U^{235})

$$\frac{\varrho_{\text{Bor}}}{\varrho_B} = a_{25}\,\frac{\varrho_{\text{Bor}}}{\varrho_{25}} = a_{25}\,\mathcal{B}. \tag{633}$$

Somit ist:

$$\Sigma_{\text{gift}}(t_B + t_w) = K_{\text{gift}}\,a_{25}\,\mathcal{B}(t_B, t_w)\,\Sigma_{aB}(t_B). \tag{634}$$

Fig. **509.1** gibt $\Sigma_{\text{gift}}(t_B)/\Sigma_{\text{sp}\,25}(0)$ für alle bei thermischer U^{235}-Spaltung vorkommenden Spaltprodukte außer Xe^{135} als Funktion des U^{235}-Verbrauchs $\Sigma_{\text{sp}\,25}(0)\,\Phi_0\,t_B$ durch Spaltung an, wenn die U^{235}-Konzentration durch ständige Nachfüllung konstant gehalten wird. Bei einem Abbrand von 100% ergibt sich als Vergiftungsquerschnitt je Spaltung ein Wert von 50 barn[3]).



509.1 $\Sigma_{\text{gift}}(t_B)/\Sigma_{\text{sp}\,25}(0)$ für alle bei thermischer Spaltung von U^{235} entstehenden Spaltprodukte außer Xe^{135} als Funktion des U^{235}-Verbrauchs durch Spaltung bei konstant gehaltener U^{235}-Konzentration.

---

1) Deutsch, R. W., Nucleonics **14**, Nr. 9 (1956), 89.
2) Littler, D. J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 141, P/432.
3) Hierzu s. Hurwitz Jr., H., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 328, P/590. — Sampson, Robb, Stehn u. Davidson, KAPL-1226 (1954).

3.243 Regelstabtheorie

3.2431 Grundlagen

Die Regelstabtheorie soll darüber Auskunft geben, wie man die Regelstabeinrichtung bei einem thermischen Reaktor auslegen muß, damit man über die Reaktivitätsreserve verfügt, die zur Kompensation des Brennstoffabbrandes und der Vergiftung notwendig ist, und damit man den Reaktor bei Gefahr eines unbegrenzten Leistungsanstiegs sofort abschalten kann. Die Regelstabwirkung beruht im wesentlichen auf starker Absorption thermischer Neutronen. Daneben wird der thermische Leckverlust größer, weil bei eingefahrenen Regelstäben die thermische Flußdichte steiler gegen die Reaktoroberfläche abfällt. Der Reaktivitätswert $\Delta\varrho$ eines einzelnen Regelstabes (control rod worth) ist eine Funktion a) seiner Lage (zentral oder exzentrisch), b) seiner Querschnittsform (Kreis, Kreuz), c) seiner geometrischen Abmessungen, d) des verwendeten Materials (schwarz oder grau) und e) seiner Eintauchtiefe (Stellung).

Die hinzukommende Wechselwirkung zwischen mehreren eingefahrenen Regelstäben hängt von deren Anzahl und gegenseitiger Anordnung ab.

Zur praktischen Berechnung von $\Delta\varrho$ gibt es drei Verfahren:

1. die Diffusionstheorie mit einer bzw. zwei Neutronengruppen, 2. die Störungstheorie und 3. die Zellenmethode.

Wir wollen nun mit den ersten beiden Methoden die Reaktivität $\Delta\varrho$ eines einzelnen Regelstabes ermitteln, der a) die Achse eines zylindrischen Reaktors bildet (bestehend aus einer Zone, extrapolierter Radius $\mathcal{R}$, extrapolierte Höhe $\mathcal{H}$), b) einen kreisförmigen Querschnitt c) mit Radius r_0 hat, d) thermische Neutronen vollständig absorbiert und e) ganz eingefahren worden ist.

Danach wollen wir untersuchen, wie sich $\Delta\varrho$ ändert, wenn jeweils einer der unter a) bis e) aufgeführten Parameter variiert wird. Später werden wir mit der Zellenmethode den Fall behandeln, daß sich mehrere, ein regelmäßiges Gitter bildende Regelstäbe im Reaktor befinden. Dann ist es nämlich möglich, wie bei Berechnung der thermischen Nutzung, das Reaktorgitter in zylindrische, mit den Regelstäben koaxiale Zellen einzuteilen.

Um das gesuchte $\Delta\varrho$ nach der Zweigruppen-Diffusionstheorie zu ermitteln, wollen wir die Spaltstoffkonzentration des betrachteten Reaktors so hoch wählen, daß wir den zentralen Regelstab ganz einfahren müssen, um den vorhandenen Reaktivitätsüberschuß zu kompensieren und den kritischen Zustand einzustellen.

Dann gilt $\qquad k_{\text{eff}} = 1 \quad \text{und} \quad k_\infty = (1 + L^2 \mathsf{B}_m^2)(1 + \bar{\tau} \mathsf{B}_m^2),$

wobei B_m^2 die materielle Flußwölbung des vorliegenden Reaktorgitters bedeutet. Wenn man den Regelstab herauszieht, wird der Reaktor überkritisch, so daß

$$k_{\text{eff}\,0} = \frac{k_{\infty\,0}}{(1 + L^2 \mathsf{B}_{g0}^2)(1 + \bar{\tau} \mathsf{B}_{g0}^2)} > 1$$

ist. Hierin bezeichnet B_{g0}^2 die geometrische Flußwölbung des Reaktors ohne Regelstab. Nun ist aber $k_{\infty\,0} = k_\infty$, weil das Reaktorgitter in beiden Fällen dasselbe ist. Folglich ergibt sich für die gesuchte Regelstabreaktivität

$$\Delta\varrho = \frac{k_{\text{eff}\,0} - k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}\,0}} = 1 - \frac{1}{k_{\text{eff}\,0}} = 1 - \frac{(1 + L^2 \mathsf{B}_{g0}^2)(1 + \bar{\tau} \mathsf{B}_{g0}^2)}{(1 + L^2 \mathsf{B}_m^2)(1 + \bar{\tau} \mathsf{B}_m^2)}. \tag{635}$$

Die gestellte Aufgabe läuft also darauf hinaus, B_{g0}^2 und B_m^2 zu bestimmen.

In diesem Zusammenhang nimmt man zur Vereinfachung gewöhnlich an, daß sich der Führungskanal des Regelstabes beim Herausfahren automatisch mit Reaktormaterial, d. h. Moderator und Brennstoff, füllt. Dann erhält man nach Tab. **448.2** für

$$\mathsf{B}_{g0}^2 = \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2 + \left(\frac{2{,}405}{\mathcal{R}}\right)^2. \tag{636}$$

Wenn man dieses B_{g0}^2 in Gl. (635) einsetzt, wird die wirkliche Regelstabreaktivität offenbar etwas überschätzt, denn es wird unterstellt, daß der Regelstab auch noch Spaltstoff aus dem Reaktor verdrängt. Da die Regelstäbe im allgemeinen dünn sind, ist der hierbei begangene Fehler sehr gering. Wir wollen deshalb diese Voraussetzung beibehalten, so daß wir nur noch B_m^2 zu berechnen brauchen.

3.243 2 Der zentrale schwarze Regelstab nach der Eingruppentheorie

Dazu wenden wir zuerst die Eingruppentheorie an, d. h. in Gl. (635) ist $\bar{\tau} = 0$ zu setzen. Der weitere Rechengang ist derselbe wie bei Ableitung des Flußdichteverlaufs

$$\Phi_0(r, z) = A\, J_0\left(\frac{2{,}405}{\mathcal{R}}\, r\right) \cos\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right) \tag{637}$$

für den Reaktor ohne Regelstab (s. Tab. **448.2**). Wir müssen nur jetzt durch Erweiterung des Ansatzes für die radiale Komponente Φ_r von Φ dafür sorgen, daß der Flußdichteverlauf am Regelstab richtig beschrieben wird:

$$\Phi_r(r) = A\, J_0(B_r\, r) + C\, Y_0(B_r\, r). \tag{638}$$

Wenn wir annehmen, daß sich die axiale Komponente nicht ändert, setzt sich die gesuchte Flußwölbung B_m^2 wie folgt zusammen:

$$B_m^2 = B_r^2 + \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2. \tag{639}$$

Die radiale Flußwölbung B_r^2 wird mit Hilfe der Randbedingungen gefunden, daß die Flußdichte am extrapolierten Reaktorrand $r = \mathcal{R}$ und an der vom Extrapolationsabstand d abhängigen effektiven Regelstaboberfläche bei $r = r_0'$ verschwinden muß:

a)
$$\Phi_r(\mathcal{R}) = 0, \tag{640}$$

b) entweder
$$\left.\frac{\mathrm{d} \ln \Phi_r(r)}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_0} = \frac{1}{d}, \tag{641}$$

oder
$$\Phi_r(r_0') = 0. \tag{642}$$

Somit ergibt sich folgende „kritische“ Gleichung für B_r^2:

$$\frac{J_0(B_r r_0) + B_r d \cdot J_1(B_r r_0)}{Y_0(B_r r_0) + B_r d \cdot Y_1(B_r r_0)} \equiv \frac{J_0(B_r r_0')}{Y_0(B_r r_0')} = \frac{J_0(B_r \mathcal{R})}{Y_0(B_r \mathcal{R})}. \tag{643}$$

Ist der Regelstab sehr dünn, d. h. $B_r r_0$ bzw. $B_r r_0' \ll 1$, können wir die linke Seite von Gl. (643) vereinfachen. Mit

$$J_0(B_r r_0) \cong 1, \tag{644}$$

$$J_1(B_r r_0) \cong 0, \tag{645}$$

$$Y_0(B_r r_0) \cong -\frac{2}{\pi}\left(0{,}116 + \ln \frac{1}{B_r r_0}\right) \tag{646}$$

und
$$Y_1(B_r r_0) \cong -\frac{2}{\pi}\, \frac{1}{B_r r_0} \tag{647}$$

entsteht aus Gl. (643)

$$\frac{1}{-\frac{2}{\pi}\left[0{,}116 + \ln \frac{1}{B_r r_0} + \frac{d}{r_0}\right]} \equiv \frac{1}{-\frac{2}{\pi}\left[0{,}116 + \ln \frac{1}{B_r r_0'}\right]} \cong \frac{J_0(B_r \mathcal{R})}{Y_0(B_r \mathcal{R})}. \tag{648}$$

Zwischen dem effektiven und dem wirklichen Regelstabradius besteht daher die Beziehung

$$r_0' = r_0\, \mathrm{e}^{-d/r_0}, \tag{649}$$

d. h. nur wenn $d < r_0$, gilt $r_0' = r_0 - d$. Die linke Seite von Gl. (648) ist gegenüber kleinen Änderungen von B_r^2 praktisch konstant, so daß wir hier in guter Näherung

$\mathsf{B}_r = \mathsf{B}_{r0} = 2{,}405/\mathcal{R}$ setzen können. Für die rechte Seite von Gl. (648) schreiben wir eine Taylor-Entwicklung an:

$$J_0(\mathsf{B}_r\mathcal{R}) = J_0[(\mathsf{B}_{r0} + \Delta\mathsf{B}_r)\mathcal{R}] \cong J_0(\mathsf{B}_{r0}\mathcal{R}) - J_1(\mathsf{B}_{r0}\mathcal{R})\mathcal{R}\Delta\mathsf{B}_r = -0{,}519\cdot\mathcal{R}\Delta\mathsf{B}_r \quad (650)$$

und $\quad Y_0(\mathsf{B}_r\mathcal{R}) \cong Y_0(\mathsf{B}_{r0}\mathcal{R}) = 0{,}510. \quad (651)$

Somit:

$$-\frac{\pi}{2}\left[0{,}116 + \ln\frac{\mathcal{R}}{2{,}405\, r_0'}\right]^{-1} \cong -1{,}018\cdot\mathcal{R}\Delta\mathsf{B}_r. \quad (652)$$

Nun ist nach Gl. (635), Gl. (636) und Gl. (639)

$$\Delta\varrho = \frac{(\mathsf{B}_r^2 - \mathsf{B}_{r0}^2)\,L^2}{k_\infty} \cong \frac{2\,\mathsf{B}_{r0}\,\Delta\mathsf{B}_r\,L^2}{k_\infty}. \quad (653)$$

Daher brauchen wir nur noch die Änderung $\Delta\mathsf{B}_r$ der radialen Flußwölbung aus Gl. (652) auszurechnen und in Gl. (653) einzusetzen, um den gesuchten Reaktivitätswert eines zentralen, zylindrischen Regelstabes zu erhalten:

$$\Delta\varrho \cong 7{,}45\cdot\frac{L^2}{\mathcal{R}^2 k_\infty}\left[0{,}116 + \ln\frac{\mathcal{R}}{2{,}405\, r_0'}\right]^{-1}. \quad (654)$$

Die radiale Komponente Φ_r der thermischen Flußdichte errechnet sich bei eingefahrenem Regelstab aus

$$\Phi_r(r) = A\left[J_0(\mathsf{B}_r r) - \frac{J_0(\mathsf{B}_r\mathcal{R})}{Y_0(\mathsf{B}_r\mathcal{R})}\,Y_0(\mathsf{B}_r r)\right]$$

(s. Fig. **512.1**). (655)

512.1 Zur Erläuterung der Deformation der radialen thermischen Flußdichte $\Phi_r(r)$ in einem zylindrischen Reaktor bei eingefahrenem zentralen Regelstab [$\Phi_{r0}(r)$ Flußdichte bei ausgefahrenem Regelstab].

3.243 3 Der zentrale schwarze Regelstab nach der Zweigruppentheorie

Wir wollen jetzt die Zweigruppentheorie zur Berechnung von $\Delta\varrho$ anwenden. Nach (425) und Gl. (433) genügt der Radialteil Φ_{1r} bzw. Φ_{2r} der schnellen bzw. thermischen Flußdichte dem Ansatz

$$\Phi_{1r}(r) = c_1 I_0(\mu_{\mathrm{I}}' r) + c_2 K_0(\mu_{\mathrm{I}}' r) + c_3 J_0(\mu_{\mathrm{II}}' r) + c_4 Y_0(\mu_{\mathrm{II}}' r), \quad (656)$$

$$\Phi_{2r}(r) = S_{\mathrm{I}}[(c_1 I_0(\mu_{\mathrm{I}}' r) + c_2 K_0(\mu_{\mathrm{I}}' r)] + S_{\mathrm{II}}[c_3 J_0(\mu_{\mathrm{II}}' r) + c_4 Y_0(\mu_{\mathrm{II}}' r)]. \quad (657)$$

Hierin ist nach Gl. (445) und Gl. (447)

$$\mu_{\mathrm{I}}'^2 \cong \varkappa_1^2 + \varkappa_2^2 + \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2 = \frac{M^2}{\bar{\tau} L^2} + \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2, \quad (658)$$

während $\mu_{\mathrm{II}}'^2$ nunmehr an die Stelle der radialen Flußwölbung B_r^2 tritt und zu bestimmen ist. Bei ausgefahrenem Regelstab gilt

$$\mu_{\mathrm{II}\,0}^2 \cong \frac{k_{\infty 0} - 1}{M^2} - \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2 = \left(\frac{2{,}405}{\mathcal{R}}\right). \quad (659)$$

Die Kopplungskoeffizienten sind nach Gl. (434)

$$S_{\mathrm{I}} = \frac{D_1}{D_2}\,\frac{p/\bar{\tau}}{1/L^2 - \mu_{\mathrm{I}}^2} \quad (660)$$

und

$$S_{\mathrm{II}} = \frac{D_1}{D_2}\,\frac{p/\bar{\tau}}{1/L^2 + \mu_{\mathrm{II}}^2}, \quad (661)$$

so daß

$$\frac{S_{\mathrm{I}}}{S_{\mathrm{II}}} = \frac{1/L^2 + \mu_{\mathrm{II}}^2}{1/L^2 + \mu_{\mathrm{I}}^2} = -\frac{\bar{\tau}}{L}\,\frac{(k_{\infty 0} L^2 + \bar{\tau})}{(L^2 + \bar{\tau})} \cong -\frac{\bar{\tau}}{L^2}. \quad (662)$$

Nun nutzen wir die Randbedingungen aus:

a) $$\Phi_{1r}(\mathcal{R}) = 0, \tag{663}$$

b) $$\Phi_{2r}(\mathcal{R}) = 0, \tag{664}$$

c) $$\left.\frac{\mathrm{d}\ln\Phi_{1r}(r)}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_0} = \frac{1}{d_1}, \tag{665}$$

d) $$\left.\frac{\mathrm{d}\ln\Phi_{2r}(r)}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_0} = \frac{1}{d_2}. \tag{666}$$

Die Formulierung, die wir nach Murray und Niestlie[1]) für die Randbedingung c) gewählt haben, läßt die Möglichkeit zu, daß schnelle Neutronen im Innern des Regelstabs sowohl absorbiert als auch moderiert und in die thermische Neutronengruppe überführt werden können. Letzteres ist z. B. in Borkarbid der Fall. Auf S. 515 wird nachgeholt, wie die lineare Extrapolationslänge d_1 der schnellen Neutronen bestimmt werden kann. Abweichend von Gl. (665) nehmen Codd und Rennie[2]) an, daß stets

$$\left.\frac{\mathrm{d}\Phi_{1r}(r)}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_0} = 0 \quad \text{bzw.} \quad d_1 = \infty \tag{665a}$$

ist, d. h., der Regelstab soll für schnelle Neutronen vollkommen transparent sein. Offensichtlich unterschätzt man mit dieser Annahme $\Delta\varrho$. Das Gegenteil trifft zu, wenn man Gl. (665) ersetzt, indem man nach Nordheim und Scalettar[3]) von vornherein $c_4/c_2 = \pi/2$ wählt. Dadurch wird die bei $r = 0$ vorhandene Singularität der Funktionen $K_0(\mu_I' r)$ und $Y_0(\mu_{II}'\mu)$ behoben. Diese Voraussetzung hat jedoch zur Folge, daß $\Phi_{1r}(r)$ im Bereich $0 < r < r_0$ stellenweise negative Werte annimmt und ein viel zu großer in den Regelstab gerichteter Nettostrom an schnellen Neutronen vorgetäuscht wird.

Setzt man nun Gl. (656) bzw. Gl. (657) in Gl. (663) bis (666) ein, so erhält man ein System von vier linearen, homogenen Gleichungen für die vier Unbekannten c_1 bis c_4. Für diese gibt es nur dann eine nicht triviale Lösung, wenn die Koeffizientendeterminante dieses Systems

$$|a_{ij}| = 0 \qquad \begin{matrix}(i = \text{Zeilennummer})\\(j = \text{Spaltennummer})\end{matrix} \tag{667}$$

ist. Dies stellt die kritische Gleichung für das gesuchte μ_{II}' dar. Beim Ausrechnen der a_{ij} beachten wir, daß zur Erfüllung von Gl. (663) bzw. Gl. (664) sowohl

$$c_1 I_0(\mu_I'\mathcal{R}) + c_2 K_0(\mu_I'\mathcal{R}) = 0 \tag{668}$$

als auch $$c_3 J_0(\mu_{II}'\mathcal{R}) + c_4 Y_0(\mu_{II}'\mathcal{R}) = 0 \tag{669}$$

sein muß. Dann wird aus Gl. (667) die danebenstehende Gl. (670).

$$\begin{vmatrix} I_0(\mu_I'\mathcal{R}) & K_0(\mu_I'\mathcal{R}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_0(\mu_{II}'\mathcal{R}) & Y_0(\mu_{II}'\mathcal{R}) \\ \frac{1}{d_1} I_0(\mu_I' r_0) - \mu_I' I_1(\mu_I' r_0) & \frac{1}{d_1} K_0(\mu_I' r_0) + \mu_I' K_1(\mu_I' r_0) & \frac{1}{d_1} J_0(\mu_{II}' r_0) + \mu_{II}' J_1(\mu_{II}' r_0) & \frac{1}{d_1} Y_0(\mu_{II}' r_0) + \mu_{II}' Y_1(\mu_{II}' r_0) \\ S_I\left(\frac{1}{d_2} I_0(\mu_I' r_0) - \mu_I' I_1(\mu_I' r_0)\right) & S_I\left(\frac{1}{d_2} K_0(\mu_I' r_0) + \mu_I' K_1(\mu_I' r_0)\right) & S_{II}\left(\frac{1}{d_2} J_0(\mu_{II}' r_0) + \mu_{II}' J_1(\mu_{II}' r_0)\right) & S_{II}\left(\frac{1}{d_2} Y_0(\mu_{II}' r_0) + \mu_{II}' Y_1(\mu_{II}' r_0)\right) \end{vmatrix} = 0. \tag{670}$$

Hierin können wir folgende Vernachlässigungen vornehmen:

$$a_{31} \cong 0 \quad \text{und} \quad a_{41} \cong 0, \tag{671}$$

so daß sich Gl. (670) vereinfacht zu

$$\frac{a_{33}\,a_{42} - a_{43}\,a_{32}}{a_{34}\,a_{42} - a_{44}\,a_{32}} = \frac{J_0(\mu_{II}'\mathcal{R})}{Y_0(\mu_{II}'\mathcal{R})}. \tag{672}$$

[1]) Murray, R. L., u. Niestlie, J. N., Nucleonics **13**, Nr. 2 (1955), 18.
[2]) Codd, J., u. Rennie, C. A., AERE R/R 818 (1952).
[3]) Nordheim, L. W., u. Scalettar, R., MDDC-42 (1946).

Für die rechte Seite können wir in Analogie zu Gl. (650) und Gl. (651) folgendes schreiben:

$$\frac{J_0(\mu_{II}'\mathcal{R})}{Y_0(\mu_{II}'\mathcal{R})} \cong -1{,}018 \cdot \mathcal{R}\,\Delta\mu_{II}'. \tag{673}$$

Die linke Seite von Gl. (672) ist praktisch konstant gegenüber kleinen Änderungen von μ_{II}', so daß wir dort $\mu_{II0}' = 2{,}405/\mathcal{R}$ für μ_{II}' einsetzen dürfen.

Wie bei Gl. (653) gilt

$$\Delta\varrho = \frac{(\mu_{II}'^2 - \mu_{II0}'^2)}{k_\infty} \cdot M^2 \cong \frac{2\mu_{II0}'\,\Delta\mu_{II}'\,M^2}{k_\infty} = \frac{2 \cdot 2{,}405\,\Delta\mu_{II}'\,M^2}{\mathcal{R}\,k_\infty}. \tag{674}$$

Hiermit und mit Hilfe von Gl. (672) sowie Gl. (673) ergibt sich schließlich der gesuchte Reaktivitätswert des betrachteten zentralen Regelstabes

$$\Delta\varrho = \frac{4{,}73 \cdot M^2}{k_\infty \cdot \mathcal{R}^2} \cdot \frac{a_{33}\,a_{42} - a_{43}\,a_{32}}{a_{44}\,a_{32} - a_{34}\,a_{42}}. \tag{675}$$

Dieses Ergebnis wollen wir für den Fall $d_1 \to \infty$ noch weiter vereinfachen. Bei einem dünnen Regelstab ($\mu_I' r_0 \ll 1$ und $\mu_{II0}' r_0 \ll 1$) ist dann

$$\begin{aligned}
&a_{32} \cong \frac{1}{r_0}, \quad a_{33} \cong 0, \quad a_{34} \cong -\frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{r_0},\\
&a_{42} \cong \frac{S_I}{d_2}\left[0{,}116 + \ln\frac{1}{\mu_I' r_0} + \frac{d_2}{r_0}\right] = \frac{S_I}{d_2}\left[0{,}116 + \ln\frac{1}{\mu_I' r_0'}\right],\\
&a_{43} \cong \frac{S_{II}}{d_2},\\
&a_{44} \cong \frac{2}{\pi}\,\frac{S_{II}}{d_2}\left[-0{,}116 + \ln\mu_{II0}' r_0 - \frac{d_2}{r_0}\right] = -\frac{2}{\pi}\,\frac{S_{II}}{d_2}\left[0{,}116 + \ln\frac{1}{\mu_{II0}' r_0'}\right].
\end{aligned} \tag{676}$$

Für die Umformungen von a_{42} und a_{44} wurde Gl. (649) benutzt. Mit Gl. (676) wird

$$\frac{a_{33}\,a_{42} - a_{43}\,a_{32}}{a_{44}\,a_{32} - a_{34}\,a_{42}} = \frac{\pi}{2}\left[\left(0{,}116 + \ln\frac{1}{\mu_{II0}' r_0'}\right) - \frac{S_I}{S_{II}}\left(0{,}116 + \ln\frac{1}{\mu_I' r_0'}\right)\right]^{-1} \tag{677}$$

und

$$\begin{aligned}
\Delta\varrho \cong \frac{7{,}45\,M^2}{k_\infty\,\mathcal{R}^2} \cdot \Bigg\{&0{,}116\left(1 + \frac{\bar\tau}{L^2}\right) + \ln\frac{\mathcal{R}}{2{,}405\,r_0'}\\
&+ \frac{\bar\tau}{L^2}\ln\left[\frac{L\sqrt{\bar\tau}}{M\,r_0'} \cdot \left(1 + \frac{\pi^2}{\mathcal{H}^2}\,\frac{L^2\,\bar\tau}{M^2}\right)^{-1/2}\right]\Bigg\}^{-1}.
\end{aligned} \tag{678}$$

Handelt es sich um einen unendlich langen zylindrischen Reaktor, erhält man aus Gl. (678) die zuerst von Wigner u. a.[1]) abgeleitete Formel

$$\Delta\varrho \cong \frac{7{,}45\,M^2}{k_\infty\,\mathcal{R}^2} \cdot \left[0{,}116\left(1 + \frac{\bar\tau}{L^2}\right) + \ln\frac{\mathcal{R}}{2{,}405\,r_0'} + \frac{\bar\tau}{L^2}\ln\frac{L\sqrt{\bar\tau}}{M\,r_0'}\right]^{-1}, \tag{679}$$

welche für $\bar\tau/L^2 \to \infty$ in Gl. (654) übergeht.

Berechnung der Extrapolationslänge der schnellen Neutronen und der schnellen bzw. thermischen Flußdichte.

Damit wir die genauere Beziehung (675) zur Berechnung von $\Delta\varrho$ anwenden können, müssen wir noch die Extrapolationslänge d_1 der schnellen Neutronen ermitteln. Dazu behandeln wir den Regelstab als inneren Reflektor des eigentlichen Reaktors. Die radiale Komponente $\Phi_{1r}{}^S$ der schnellen Flußdichte im Regelstab genügt der Gleichung

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r}\,\frac{d}{dr}\right)\Phi_{1r}{}^S(r) - \varkappa_1{}_S{}^2\,\Phi_{1r}{}^S(r) = 0, \tag{680}$$

[1]) Wigner, E. P., u. a., CP-1461.

wobei

$$\varkappa_{1S}^2 = \frac{1}{\tau_S} + \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2. \tag{681}$$

Der Index S weist darauf hin, daß im folgenden die Gruppenkonstanten des inneren Reflektors, also des Regelstabmaterials, verwendet werden müssen.

Da

$$\left.\frac{\mathrm{d}\Phi_{1r}{}^S}{\mathrm{d}r}\right|_{r=0} = 0$$

sein muß, ist die einzige, physikalisch sinnvolle Lösung von Gl. (680)

$$\Phi_{1r}{}^S(r) = A_S\, I_0(\varkappa_{1S}\, r). \tag{682}$$

Es bestehen nun die Randbedingungen

$$\Phi_{1r}{}^S(r_0) = \Phi_{1r}(r_0) \tag{683}$$

und

$$D_{1S} \left.\frac{\mathrm{d}\Phi_{1r}{}^S}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_0} = D_1 \left.\frac{\mathrm{d}\Phi_{1r}}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_0}. \tag{684}$$

Daher gilt

$$d_1 = \frac{\Phi_{1r}(r_0)}{\left.\frac{\mathrm{d}\Phi_{1r}}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_0}} = \frac{D_1}{D_{1S}} \cdot \frac{I_0(\varkappa_{1S}\, r_0)}{\varkappa_{1S}\, I_1(\varkappa_{1S}\, r_0)}. \tag{685}$$

Die radiale thermische Flußdichte $\Phi_{2r}{}^S$ im Regelstab ergibt sich aus der Gleichung

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\right)\Phi_{2r}{}^S(r) - \varkappa_{2S}^2\,\Phi_{2r}{}^S(r) + \frac{\Sigma_{br1}{}^S}{D_{2S}}\,\Phi_{1r}{}^S(r) = 0\,, \tag{686}$$

wobei

$$\varkappa_{2S}^2 = \frac{1}{L_S^2} + \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2. \tag{687}$$

Die Lösung von Gl. (686) ist

$$\Phi_{2r}{}^S(r) = C_S\, I_0(\varkappa_{2S}\, r) + A_S\, S_S\, I_0(\varkappa_{1S}\, r). \tag{688}$$

Der Kopplungskoeffizient S_S zwischen schneller und thermischer Flußdichte ist

$$S_S = \frac{\Sigma_{br1}{}^S}{D_{2S}(\varkappa_{2S}^2 - \varkappa_{1S}^2)} = \frac{D_{1S}}{D_{2S}\left(\frac{\tau_S^2}{L_S^2} - 1\right)}, \tag{689}$$

während A_S aus Gl. (683) zu finden ist. C_S/A_S errechnet sich aus Gl. (666) und den zu Gl. (683) bzw. Gl. (684) analogen Randbedingungen für $\Phi_{2r}{}^S$ und Φ_{2r} an der Regelstaboberfläche; man erhält

$$\frac{C_S}{A_S} = -S_S \frac{[D_2\, I_0(\varkappa_{1S}\, r_0) - D_{2S}\, d_2\, \varkappa_{1S}\, I_1(\varkappa_{1S}\, r_0)]}{[D_2\, I_0(\varkappa_{2S}\, r_0) - D_{2S}\, d_2\, \varkappa_{2S}\, I_1(\varkappa_{2S}\, r_0)]}. \tag{690}$$

Um die Radialkomponenten Φ_{1r} und Φ_{2r} der schnellen und thermischen Flußdichte [Gl. (656) und Gl. (657)] im Reaktor selbst zu finden, müssen wir das lineare Gleichungssystem für c_1 bis c_4 mit Gl. (670) als Koeffizientendeterminante auflösen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned}
c_1 &= 1\,, \qquad c_2 = -\frac{I_0(\mu_{\mathrm{I}}'\,\mathcal{R})}{K_0(\mu_{\mathrm{I}}'\,\mathcal{R})}\,,\\
c_3 &= +\frac{I_0(\mu_{\mathrm{I}}'\,\mathcal{R})}{K_0(\mu_{\mathrm{I}}'\,\mathcal{R})} \cdot \frac{a_{32}\, Y_0(\mu_{\mathrm{II}}'\,\mathcal{R})}{[a_{33}\, Y_0(\mu_{\mathrm{II}}'\,\mathcal{R}) - a_{34}\, J_0(\mu_{\mathrm{II}}'\,\mathcal{R})]}\,,\\
c_4 &= +\frac{I_0(\mu_{\mathrm{I}}'\,\mathcal{R})}{K_0(\mu_{\mathrm{I}}'\,\mathcal{R})} \cdot \frac{a_{32}\, J_0(\mu_{\mathrm{II}}'\,\mathcal{R})}{[a_{33}\, Y_0(\mu_{\mathrm{II}}'\,\mathcal{R}) - a_{34}\, J_0(\mu_{\mathrm{II}}'\,\mathcal{R})]}\,.
\end{aligned} \tag{691}$$

3.2434 Der zentrale schwarze Regelstab nach der Zweigruppen-Störungstheorie

Nun wollen wir die Zweigruppen-Störungsformel (598) auf den zentralen Regelstab anwenden[1]). Zunächst müssen wir angeben, wie sich die Gruppenkonstanten des Reaktors ändern, wenn der Reaktor durch Einfahren des Regelstabs gestört wird. Im Gegensatz zur Diffusionstheorie wollen wir annehmen, daß dabei kein Reaktormaterial aus dem Reaktor verdrängt wird. Dann betragen die Störungen:

$$\begin{aligned} \delta\left(\frac{k_\infty}{p}\,\Sigma_{a2}\right) &= \delta\,(\varepsilon\bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}) = \varepsilon\bar{\nu}\,\delta\,\Sigma_{\mathrm{sp}} = 0, \\ \delta\,(\Sigma_{a1} + \Sigma_{br1}) &= \frac{1}{p}\,\delta\,\Sigma_{br1} = -\frac{1}{p}\,\Sigma_{br1}{}^{S}, \\ \delta\,\Sigma_{br1} = -\,\Sigma_{br1}{}^{S}, &\qquad \delta\,\Sigma_{a2} = -\,\Sigma_{a2}{}^{S}, \\ \delta\,D_{\frac{1}{2}} &= -\frac{1}{3}\,[1/(\Sigma_{tr\frac{1}{2}} + \Sigma_{tr\frac{1}{2}}{}^{S}) - 1/\Sigma_{tr\frac{1}{2}}]\,. \end{aligned} \tag{692}$$

Weil abweichend von Gl. (598) der ungestörte Multiplikationsfaktor $k_{\mathrm{eff}0} > 1$ ist, müssen die Störungen mit negativem Vorzeichen versehen werden.

Als nächstes bestimmen wir die Flußdichten mit und ohne Störung. Hierzu übernehmen wir die Ergebnisse der Zweigruppen-Diffusionstheorie. Für die gestörten Flußdichten verwenden wir

$$\Phi_1 = \cos\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right)\Phi_{1r}(r) \quad (693) \qquad \text{und} \qquad \Phi_2 = \cos\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right)\Phi_{2r}(r), \quad (694)$$

wobei $\Phi_{1r}(r)$ und $\Phi_{2r}(r)$ durch Gl. (656) bzw. Gl. (657) mit dem Koeffizientensystem Gl. (691) gegeben sind. Beim Herausziehen des Regelstabs wird der Reaktor überkritisch, d. h., die ungestörten Flußdichten Φ_{10} und Φ_{20} sind auch von der Zeit abhängig. Nach Abschn. 3.2411 setzt man aber in der Störungstheorie voraus, daß sich im über- oder unterkritischen Reaktor ein quasistationärer Zustand einstellt. Mit anderen Worten: für die Berechnung der Flußdichte mit und ohne Störung wird unterstellt, daß der Reaktor kritisch ist. Da der leere Führungskanal des Regelstabs den Flußdichteverlauf praktisch nicht beeinflußt, stellen wir die ungestörten Flußdichten Φ_{10} und Φ_{20} durch die Lösungen der Diffusionsgleichung eines homogenen, zylindrischen Reaktors endlicher Höhe dar:

$$\Phi_{10} = \cos\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right)[c_{10}\,I_0\,(\mu_{\mathrm{I}}'\,r) + c_{30}\,J_0\,(\mu_{\mathrm{II}0}'\,r)]\,, \tag{695}$$

$$\Phi_{20} = \cos\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right)[S_{\mathrm{I}}\,c_{10}\,I_0\,(\mu_{\mathrm{I}}'\,r) + S_{\mathrm{II}}\,c_{30}\,J_0\,(\mu_{\mathrm{II}0}'\,r)]\,. \tag{696}$$

Die Koeffizienten ergeben sich aus den Randbedingungen

$$c_{10} = 1 \quad \text{und} \quad c_{30} = -\,I_0\,(\mu_{\mathrm{I}}'\mathcal{R})/J_0\,(\mu_{\mathrm{II}0}'\mathcal{R}). \tag{697}$$

Zur weiteren Vereinfachung kann in der Störungsformel (598) Φ_{10} für Φ_1 gesetzt werden, sofern der Regelstab für schnelle Neutronen durchsichtig ist.

Jetzt berechnen wir die Adjungierten Φ_{10}^* und Φ_{20}^* von Φ_{10} und Φ_{20}. Nach Gl. (585) sind die Eigenwerte der ungestörten adjungierten Zweigruppengleichungen (587) mit μ_{I} und $\mu_{\mathrm{II}0}$ bzw. μ_{I}' und $\mu_{\mathrm{II}0}'$ identisch. Mithin ist der Ansatz für Φ_{10}^* und Φ_{20}^* derselbe wie für Φ_{10} und Φ_{20}. Hieraus folgt, daß $\Phi_{10}^* = \Phi_{10}$ ist, weil Φ_{10}^* und Φ_{20}^* die gleichen Randbedingungen wie Φ_{10} und Φ_{20} erfüllen müssen. Für die Kopplungskoeffizienten S_{I}^* und S_{II}^* ergibt sich jetzt

$$S_{\mathrm{I}}^* = \frac{\varkappa_1{}^2 - \mu_{\mathrm{I}}{}^2}{\varkappa_1{}^2\,p} = -\frac{\bar{\tau}}{L^2\,p} \tag{698}$$

und

$$S_{\mathrm{II}}^* = \frac{\varkappa_1{}^2 - \mu_{\mathrm{II}0}{}^2}{\varkappa_1{}^2\,p} = \frac{(\bar{\tau} - L^2\,k_{\infty 0})}{M^2\,p}\,. \tag{699}$$

---

[1]) S. hierzu auch Fillmore, F. L., NAA-SR-1567 (1956).

Damit sind alle Flußdichten bestimmt, und wir müssen nun folgende, in der Störungsformel (598) auftretende Integrale berechnen:

$$\mathfrak{Z}_1 = -\int \left(\Phi_{20}^* - \frac{\Phi_{10}^*}{p}\right) \delta \Sigma_{br1} \Phi_1 \, \mathrm{d}V$$
$$= +2\pi \Sigma_{br1}{}^S \int\limits_0^{r_0} \left(\Phi_{20r}^* - \frac{\Phi_{10r}}{p}\right) \Phi_{10r} \, r \, \mathrm{d}r \int\limits_{-\frac{\mathcal{H}}{2}}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \cos^2\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right) \mathrm{d}z, \tag{700}$$

$$\mathfrak{Z}_2 = -\int \Phi_{20}^* \, \delta\Sigma_{a2} \, \Phi_2 \, \mathrm{d}V = +2\pi \, \Sigma_{a2}{}^S \int\limits_0^{r_0} \Phi_{20r}^* \Phi_{2r}{}^S \, r \, \mathrm{d}r \int\limits_{-\frac{\mathcal{H}}{2}}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \cos^2\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right) \mathrm{d}Z, \tag{701}$$

$$\mathfrak{Z}_3 = -\int \operatorname{grad} \Phi_{10}^* \, \delta D_1 \operatorname{grad} \Phi_1 \, \mathrm{d}V$$
$$= -\delta D_1 \int\limits_0^{r_0} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_{-\frac{\mathcal{H}}{2}}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \left[\left(\frac{\mathrm{d}\Phi_{10r}}{\mathrm{d}r}\right)^2 \cos\varphi \cos^2\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right) + \Phi_{10r}{}^2 \left(\frac{\mathrm{d}\cos\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right)}{\mathrm{d}z}\right)^2\right] r \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}z. \tag{702}$$

$$\mathfrak{Z}_4 = -\int \operatorname{grad} \Phi_{20}^* \, \delta D_2 \operatorname{grad} \Phi_2 \, \mathrm{d}V$$
$$= -\delta D_2 \int\limits_0^{r_0} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_{-\frac{\mathcal{H}}{2}}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \left[\frac{\mathrm{d}\Phi_{20r}^*}{\mathrm{d}r} \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi_{2r}{}^S}{\mathrm{d}r} \cos\varphi \cos^2\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right) + \Phi_{20r}^* \Phi_{2r}{}^S \left(\frac{\mathrm{d}\cos\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right)}{\mathrm{d}z}\right)^2\right] r \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\varphi \, \mathrm{d}z, \tag{703}$$

$$\mathfrak{N} = \int\limits_{\text{Kern}} \frac{k_\infty \Sigma_{a2}}{p} \Phi_{10}^* \Phi_2 \, \mathrm{d}V = 2\pi \, \varepsilon \, \bar{\nu} \Sigma_{\mathrm{sp}} \left\{ \int\limits_0^{r_0} \Phi_{10r} \Phi_{2r}{}^S \, r \, \mathrm{d}r + \int\limits_{r_0}^{\mathcal{R}} \Phi_{10r} \Phi_{2r} \, r \, \mathrm{d}r \right\} \times$$
$$\times \int\limits_{-\frac{\mathcal{H}}{2}}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \cos^2\left(\frac{\pi z}{\mathcal{H}}\right) \mathrm{d}z. \tag{704}$$

In diesen Integralen können wir mehrere Vereinfachungen vornehmen. Da Φ_{20r}^* und Φ_{10r} im Regelstab praktisch konstant sind, wird aus Gl. (700)

$$\mathfrak{Z}_1 = +\Sigma_{br1}{}^S \pi r_0{}^2 \left(\Phi_{20r}^*(0) - \frac{\Phi_{10r}(0)}{p}\right) \Phi_{10r}(0) \frac{\mathcal{H}}{2}$$
$$= +\Sigma_{br1}{}^S \pi r_0{}^2 \left[c_{10}\left(S_{\mathrm{I}}^* - \frac{1}{p}\right) + c_{30}\left(S_{\mathrm{II}}^* - \frac{1}{p}\right)\right] (c_{10} + c_{30}) \frac{\mathcal{H}}{2}. \tag{705}$$

In Gl. (701) berücksichtigen wir, daß die Anzahl der im Regelstab absorbierten Neutronen gleich der in den Regelstab gerichteten radialen Komponente des Neutronennettostroms ist:

$$2\pi \Sigma_{a2}{}^S \int\limits_0^{r_0} \Phi_{2r}{}^S \, r \, \mathrm{d}r = 2\pi r_0 \, \mathfrak{J}_{2r}{}^-(r_0). \tag{706}$$

Nach Gl. (666) ergibt sich daher für Gl. (701)

$$\mathfrak{Z}_2 = +2\pi r_0 \Phi_{20r}^*(0) D_2 \frac{d}{dr}\Phi_{2r}\Big|_{r=r_0} \frac{\mathcal{H}}{2} = +2\pi r_0 \Phi_{20r}^*(0) \frac{D_2}{d_2}\Phi_{2r}(r_0)\frac{\mathcal{H}}{2}$$

$$= +2\pi r_0 (c_{10} S_{\mathrm{I}}^* + c_{30} S_{\mathrm{II}}^*) \frac{D_2}{d_2} \{S_{\mathrm{I}}[c_1 I_0(\mu_{\mathrm{I}}' r_0) + c_2 K_0(\mu_{\mathrm{I}}' r_0)] \qquad (707)$$

$$+ S_{\mathrm{II}}[c_3 J_0(\mu_{\mathrm{II}}' r_0) + c_4 Y_0(\mu_{\mathrm{II}}' r_0)]\} \frac{\mathcal{H}}{2}.$$

Weil $d\Phi_{10r}/dr$ und $d\Phi_{20r}^*/dr$ praktisch im ganzen Regelstab verschwinden, erhält man für Gl. (702) bzw. Gl. (703)

$$\mathfrak{Z}_3 = -\delta D_1 \Phi_{10r}^2(0)\, \pi r_0^2 \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2 \frac{\mathcal{H}}{2} = +\frac{1}{3}\left[\frac{1}{\Sigma_{tr1} + \Sigma_{tr1}S} - \frac{1}{\Sigma_{tr1}}\right](c_{10} + c_{30})^2 \frac{\pi^3 r_0^2}{\mathcal{H}^2}\frac{\mathcal{H}}{2}, \qquad (708)$$

$$\mathfrak{Z}_4 = -\delta D_2 \Phi_{20r}^*(0) \int_0^{r_0} \Phi_{2r}S(r)\, r\, dr \cdot 2\pi \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2 \frac{\mathcal{H}}{2} = +\frac{1}{3}\left[\frac{1}{\Sigma_{tr2} + \Sigma_{tr2}S} - \frac{1}{\Sigma_{tr2}}\right] \times$$

$$\times (c_{10} S_{\mathrm{I}}^* + c_{30} S_{\mathrm{II}}^*) \cdot 2\pi r_0 \left[\frac{1}{\varkappa_{2S}} C_S I_1(\varkappa_{2S} r_0) + \frac{A_S S_S}{\varkappa_{1S}} I_1(\varkappa_{1S} r_0)\right] \cdot \left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2 \frac{\mathcal{H}}{2}. \qquad (709)$$

In Gl. (704) vernachlässigen wir den Beitrag des Regelstabes:

$$\mathfrak{N} = 2\pi\varepsilon\bar{\nu}\Sigma_{\mathrm{sp}} \cdot \frac{\mathcal{H}}{2} \int_0^{\mathfrak{R}} \Phi_{10r}\Phi_{2r}\, r\, dr. \qquad (710)$$

Zur weiteren Berechnung von $\mathfrak{N}$ braucht man folgende Formeln:

$$\int_0^{\mathfrak{R}} r[I_0(\mu r)]^2 dr = \frac{\mathcal{R}^2}{2}\{[I_0(\mu\mathcal{R})]^2 - [I_1(\mu\mathcal{R})]^2\}, \qquad (711\,a)$$

$$\int_0^{\mathfrak{R}} r I_0(\mu r) K_0(\mu r)\, dr = \frac{\mathcal{R}^2}{2}\{I_0(\mu\mathcal{R})K_0(\mu\mathcal{R}) + I_1(\mu\mathcal{R})K_1(\mu\mathcal{R})\}, \qquad (711\,b)$$

$$\int_0^{\mathfrak{R}} r J_0(\mu r) \frac{J_0(\bar{\mu} r)}{I_0(\bar{\mu} r)} dr = \frac{\mathcal{R}}{\mu^2 \mp \bar{\mu}^2}\left[\mu J_1(\mu\mathcal{R}) \frac{J_0(\bar{\mu}\mathcal{R}) - J_1(\bar{\mu}\mathcal{R})}{I_0(\bar{\mu}\mathcal{R}) + I_1(\bar{\mu}\mathcal{R})} \bar{\mu} J_0(\mu\mathcal{R})\right], \qquad (711\,c)$$

$$\int_0^{\mathfrak{R}} r Y_0(\mu r) \frac{J_0(\bar{\mu} r)}{I_0(\bar{\mu} r)} dr = \frac{\mathcal{R}}{\mu^2 \mp \bar{\mu}^2}\left[\mu Y_1(\mu\mathcal{R}) \frac{J_0(\bar{\mu}\mathcal{R}) - J_1(\bar{\mu}\mathcal{R})}{I_0(\bar{\mu}\mathcal{R}) + I_1(\bar{\mu}\mathcal{R})} \bar{\mu} Y_0(\mu\mathcal{R})\right] + \frac{2}{\pi(\mu^2 \mp \bar{\mu})}, \qquad (711\,d)$$

$$\int_0^{\mathfrak{R}} r J_0(\mu r) K_0(\bar{\mu} r)\, dr = \frac{\mathcal{R}}{\mu^2 + \bar{\mu}^2}[\mu J_1(\mu\mathcal{R}) K_0(\bar{\mu}\mathcal{R}) - \bar{\mu} K_1(\bar{\mu}\mathcal{R}) J_0(\mu\mathcal{R})] + \frac{1}{\mu^2 + \bar{\mu}^2}. \qquad (711\,e)$$

In den meisten Fällen überwiegt die Absorption der thermischen Neutronen im Regelstab alle anderen Störeffekte. Dann vereinfacht sich die Störungsformel

$$\Delta\varrho = \frac{\mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{Z}_2 + \mathfrak{Z}_3 + \mathfrak{Z}_4}{\mathfrak{N}} \qquad (712)$$

für die Berechnung des Reaktivitätswerts eines zentralen schwarzen Regelstabs zu

$$\Delta\varrho = \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{N}} = \frac{\frac{D_2}{d_2}\Phi_{20r}^*(0)\Phi_{2r}(r_0)\, r_0}{\varepsilon\bar{\nu}\Sigma_{\mathrm{sp}} \int_0^{\mathfrak{R}} \Phi_{10r}\Phi_{2r}\, r\, dr}. \qquad (713)$$

3.243 5 Einfluß eines Reflektors auf einen zentralen schwarzen Regelstab — Exzentrische schwarze Regelstäbe in einem reflektorlosen Reaktor.

Im Anschluß hieran wollen wir untersuchen, was sich ändert, wenn der betrachtete Reaktor an seiner Mantelfläche mit einem Reflektor umgeben wird oder wenn der

Regelstab im Reaktor exzentrisch sitzt. Wir können $\Delta\varrho$ wiederum mit Hilfe der Zweigruppen-Diffusionstheorie, also mit Gl. (673) und Gl. (674) berechnen; nur müssen wir jetzt statt Gl. (672) eine andere kritische Gleichung zur Ermittlung des gesuchten Eigenwertes μ_{II}' benutzen.

Im Fall eines Reaktors mit Reflektor mit R als Radius des Reaktorkerns wollen wir uns damit begnügen, die neue kritische Gleichung[1]) anzugeben. Die Indizes K und R bezeichnen Kern und Reflektor. Man erhält

$$\frac{(a_{33}\,a_{42}-a_{43}\,a_{32})}{(a_{34}\,a_{42}-a_{44}\,a_{32})}\cdot\frac{[Y_0(\mu_{II}'R)G_1+\mu_{II}'\,Y_1(\mu_{II}'R)G_2]}{[J_0(\mu_{II}'R)G_1+\mu_{II}'\,J_1(\mu_{II}'R)G_2]}=\frac{J_0(\mu_{II}'R)}{Y_0(\mu_{II}'R)}\,, \tag{714}$$

wobei
$$\begin{aligned}G_1=&-S_I\frac{D_{1R}}{D_{1K}}\varkappa_{1R}\cdot\frac{K_1(\varkappa_{1R}R)}{K_0(\varkappa_{1R}R)}\cdot\left(\mu_I'\frac{I_1(\mu_I'R)}{I_0(\mu_I'R)}+\frac{D_{2R}}{D_{2K}}\varkappa_{2R}\frac{K_1(\varkappa_{2R}R)}{K_0(\varkappa_{2R}R)}\right)\\&+S_{II}\frac{D_{2R}}{D_{2K}}\varkappa_{2R}\cdot\frac{K_1(\varkappa_{2R}R)}{K_0(\varkappa_{2R}R)}\cdot\left(\mu_I'\frac{I_1(\mu_I'R)}{I_0(\mu_I'R)}+\frac{D_{1R}}{D_{1K}}\varkappa_{1R}\frac{K_1(\varkappa_{1R}R)}{K_0(\varkappa_{1R}R)}\right)\\&+S_R\frac{D_{2R}}{D_{2K}}\mu_I'\cdot\frac{I_1(\mu_I'R)}{I_0(\mu_I'R)}\cdot\left(\varkappa_{1R}\frac{K_1(\varkappa_{1R}R)}{K_0(\varkappa_{1R}R)}-\varkappa_{2R}\frac{K_1(\varkappa_{2R}R)}{K_0(\varkappa_{2R}R)}\right).\end{aligned} \tag{715}$$

und
$$\begin{aligned}G_2=&+S_I\left(\mu_I'\frac{I_1(\mu_I'R)}{I_0(\mu_I'R)}+\frac{D_{2R}}{D_{2K}}\varkappa_{2R}\frac{K_1(\varkappa_{2R}R)}{K_0(\varkappa_{2R}R)}\right)-S_{II}\left(\mu_I'\frac{I_1(\mu_I'R)}{I_0(\mu_I'R)}\right.\\&\left.+\frac{D_{1R}}{D_{1K}}\varkappa_{1R}\frac{K_1(\varkappa_{1R}R)}{K_0(\varkappa_{1R}R)}\right)+S_R\frac{D_{2R}}{D_{2K}}\left(\varkappa_{1R}\frac{K_1(\varkappa_{1R}R)}{K_0(\varkappa_{1R}R)}-\varkappa_{2R}\frac{K_1(\varkappa_{2R}R)}{K_0(\varkappa_{2R}R)}\right).\end{aligned} \tag{716}$$

Ferner ist
$$S_R=\frac{D_{1R}}{D_{2R}}\cdot\frac{1}{(\bar{\tau}_R/L_R^2-1)}\,, \tag{717}$$

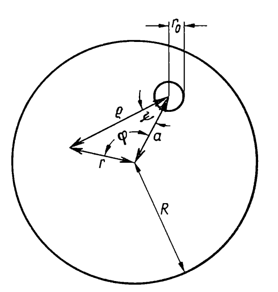
$$\varkappa_{1R}^2=\frac{1}{\bar{\tau}_R}+\left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2 \quad\text{und}\quad \varkappa_{2R}^2=\frac{1}{L_R^2}+\left(\frac{\pi}{\mathcal{H}}\right)^2. \tag{718}$$

Nun wollen wir die kritische Gleichung eines reflektorlosen Reaktors mit exzentrischem Regelstab ableiten. Die verwendeten Bezeichnungen sind Fig. **519.1** zu entnehmen. Den radialen Teil der schnellen Flußdichte setzen wir mit einer exzentrischen Singularität an:

$$\begin{aligned}\Phi_{1r}=&\,c_1\sum_{l=-\infty}^{+\infty}A_l\,I_l(\mu_I'r)\,\mathrm{e}^{il\varphi}+c_2K_0(\mu_I'\varrho)\\&+c_3\sum_{l=-\infty}^{+\infty}B_l\,J_l(\mu_{II}'r)\,\mathrm{e}^{il\varphi}+c_4\,Y_0(\mu_{II}'\varrho);\end{aligned} \tag{719}$$

Φ_{2r} lautet entsprechend. Die Randbedingungen Gl. (663) und Gl. (664) werden beibehalten; an die Stelle von Gl. (665) und Gl. (666) tritt

$$\left.\frac{\mathrm{d}\ln\Phi_{1r}}{\mathrm{d}\varrho}\right|_{\varrho=r_0}=\frac{1}{d_1}\ (720)\quad\text{und}\quad\left.\frac{\mathrm{d}\ln\Phi_{2r}}{\mathrm{d}\varrho}\right|_{\varrho=r_0}=\frac{1}{d_2}\,. \tag{721}$$



519.1 Zur Erläuterung der Bezeichnungen für die Berechnung des Regelstabwertes eines exzentrischen Regelstabs: a bzw. r Abstand des Regelstabs bzw. eines Aufpunktes von der Reaktorachse, ϱ Abstand des Aufpunktes von der Regelstabachse.

Zuerst wollen wir Gl. (663) bzw. Gl. (664) erfüllen. Hierzu benutzen wir das Additionstheorem der Zylinderfunktionen:

$$\frac{I_0}{K_0}(\mu_I'\varrho)=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}I_m(\mu_I'a)\,\frac{I_m}{K_m}(\mu_I'r)\,\mathrm{e}^{im\varphi}\qquad(r>a), \tag{722}$$

$$\frac{J_0}{Y_0}(\mu_{II}'\varrho)=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}J_m(\mu_{II}'a)\,\frac{J_m}{Y_m}(\mu_{II}'r)\,\mathrm{e}^{im\varphi}\qquad(r>a). \tag{723}$$

[1]) zur Ableitung s. Murray, R. L., u. Niestlie, J. W., Nucleonics **13**, Nr. 2 (1955), 18.

Setzt man diese Entwicklungen in Φ_{1r} bzw. Φ_{2r} ein, so ergibt sich aus Gl. (663) und Gl. (664)

$$\frac{c_1}{c_2} A_l = -\frac{I_l(\mu_I' a)\, K_l(\mu_I' \mathcal{R})}{I_l(\mu_I' \mathcal{R})} \tag{724}$$

und

$$\frac{c_3}{c_4} B_l = -\frac{J_l(\mu_{II}' a)\, Y_l(\mu_{II}' \mathcal{R})}{J_l(\mu_{II}' \mathcal{R})}. \tag{725}$$

Um Gl. (720) und Gl. (721) zu genügen, transformieren wir $\Phi_{1r}(r)$ und $\Phi_{2r}(r)$ in $\Phi_{1r}(\varrho)$ und $\Phi_{2r}(\varrho)$ mit Hilfe von

$$e^{il\varphi} I_l(\mu_I' r) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} I_{l+m}(\mu_I' a)\, I_m(\mu_I' \varrho)\, e^{im\psi} \qquad (\varrho < a) \tag{726}$$

und

$$e^{il\varphi} J_l(\mu_{II}' r) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_{l+m}(\mu_{II}' a)\, J_m(\mu_{II}' \varrho)\, e^{im\psi} \qquad (\varrho < a), \tag{727}$$

so daß

$$\Phi_{1r}(\varrho) = c_2 \left[K_0(\mu_I' \varrho) - \sum_{l=-\infty}^{+\infty} I_l(\mu_I' a) \frac{K_l(\mu_I' \mathcal{R})}{I_l(\mu_I' \mathcal{R})} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} I_{l+m}(\mu_I' a)\, I_m(\mu_I' \varrho)\, e^{im\psi} \right]$$
$$+ c_4 \left[Y_0(\mu_{II}' \varrho) - \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l(\mu_{II}' a) \frac{Y_l(\mu_{II}' \mathcal{R})}{J_l(\mu_{II}' \mathcal{R})} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_{l+m}(\mu_{II}' a)\, J_m(\mu_{II}' \varrho)\, e^{im\psi} \right]. \tag{728}$$

Weil $I_m(\mu_I' r_0) = I_{-m}(\mu_I' r_0) \cong \frac{1}{m!}\left(\frac{\mu_I' r_0}{2}\right)^m \ll I_0(\mu_I' r_0) \cong 1 \qquad (m > 0)$ (729)

und $J_m(\mu_{II}' r) = (-1)^m J_{-m}(\mu_{II}' r_0) \cong \frac{1}{m}\left(\frac{\mu_{II}' r_0}{2}\right)^m \ll J_0(\mu_{II}' r_0) \cong 1 \;\; (m > 0)$ (730)

ist, können wir in der über m laufenden Summe alle Glieder mit $m \neq 0$ vernachlässigen, wenn wir $\Phi_{1r}(r_0)$ und $\Phi_{2r}(r_0)$ sowie $\left.\frac{d\Phi_{1r}}{d\varrho}\right|_{\varrho = r_0}$ und $\left.\frac{d\Phi_{2r}}{d\varrho}\right|_{\varrho = r_0}$ berechnen. Dann erhält man aus Gl. (720) und Gl. (721) folgendes Gleichungssystem für die Koeffizienten c_2 und c_4:

$$\begin{aligned} c_2(a_{32} - a_{31} T_I) + c_4(a_{34} - a_{33} T_J) &= 0, \\ c_2(a_{42} - a_{41} T_I) + c_4(a_{44} - a_{43} T_J) &= 0, \end{aligned} \tag{731}$$

wobei

$$T_I = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} I_l^2(\mu_I' a) \frac{K_l(\mu_I' \mathcal{R})}{I_l(\mu_I' \mathcal{R})} \tag{732}$$

und

$$T_J = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l^2(\mu_{II}' a) \frac{Y_l(\mu_{II}' \mathcal{R})}{J_l(\mu_{II}' \mathcal{R})} \tag{733}$$

ist. Mit Berücksichtigung von Gl. (671) ergibt sich schließlich die gesuchte kritische Gleichung zur Ermittlung von μ_{II}':

$$\frac{a_{32} a_{42} - a_{43} a_{32}}{a_{34} a_{42} - a_{44} a_{32}} = \frac{1}{T_J} = \frac{J_0(\mu_{II}' \mathcal{R})}{Y_0(\mu_{II}' \mathcal{R})} \cdot \left[J_0^2(\mu_{II}' a) + 2 \frac{J_0(\mu_{II}' \mathcal{R})}{Y_0(\mu_{II}' \mathcal{R})} \sum_{l=1}^{\infty} J_l(\mu_{II}' a) \frac{Y_l(\mu_{II}' \mathcal{R})}{J_l(\mu_{II}' \mathcal{R})} \right]^{-1}. \tag{734}$$

Nach Gl. (673) hat der Faktor der über l laufenden Summe die Größenordnung von $\Delta\mu_{II}'$; das Summenglied ist daher klein gegenüber $J_0^2(\mu_{II}' a)$. Somit beträgt die Reaktivität des exzentrischen Regelstabes

$$\Delta\varrho = \frac{4{,}73\, M^2}{k_\infty \mathcal{R}^2} \cdot \frac{(a_{33} a_{42} - a_{43} a_{32})}{(a_{44} a_{32} - a_{34} a_{42})} \cdot J_0^2(\mu_{II}' a), \tag{735}$$

d. h. gegenüber einem konzentrischen Regelstab nimmt $\Delta\varrho$ um den Faktor $J_0^2(\mu_{II}' a)$ ab.

Die durchgeführte Rechnung kann für einen Ring von b exzentrischen Regelstäben verallgemeinert werden (r_0 = Regelstabradius, a = Ringradius). Man erhält hierfür

$$\Delta\varrho = \frac{4{,}73\,M^2}{k_\infty R^2} \cdot \frac{(a_{33}\,a_{42} - a_{43}\,a_{32}) \cdot b\,J_0^2(\mu_{\mathrm{II}}\,a)}{(a_{44}\,a_{32} - a_{34}\,a_{42}) - (a_{33}\,a_{42} - a_{43}\,a_{32})\,W}, \tag{736}$$

worin durch

$$W = \sum_{l=2}^{b} Y_0(\mu_{\mathrm{II}}' r_{1l}) \quad (r_{1l} = \text{Abstand zwischen dem ersten und dem } l\text{-ten Regelstab}) \tag{737}$$

die gegenseitige Wechselwirkung zwischen den Regelstäben zum Ausdruck gebracht wird.

Wie wir gesehen haben, wird die thermische Flußdichte in der unmittelbaren Umgebung eines einzelnen Regelstabes erniedrigt, in größerer Entfernung hiervon jedoch stärker als bei fehlendem Regelstab erhöht. Die gesamte Wirkung zweier Regelstäbe ist daher größer als der doppelte Effekt eines Einzelstabes („positive Abschattung"), wenn der gegenseitige Abstand gerade so groß ist, daß der zweite Stab eine größere thermische Flußdichte als vorher vorfindet. Bei mehr als zwei Regelstäben sind die Maxima der Flußdichte nicht mehr so ausgeprägt; somit ist die erzielbare positive Schattenwirkung geringer. Von einer bestimmten Anzahl an gibt es nur noch negative Abschattung. Um die günstigste Stabanordnung zu finden, sind umfangreiche, komplizierte Rechnungen erforderlich[1]). Deren Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen: $\Delta\varrho$ ist am größten, wenn man die Regelstäbe gleichmäßig verteilt und die Reaktormitte dabei bevorzugt.

3.243 6 Ein regelmäßiges Gitter schwarzer zylindrischer Regelstäbe nach der Zellenmethode

Falls die Regelstäbe ein regelmäßiges Gitter bilden, bietet sich die in Abschn. 3.243 1 unter 3. aufgeführte Zellenmethode[2]) an. Hierbei unterteilt man das Reaktorgitter in einheitliche Zellen, so daß zu jeder Zelle ein Regelstab gehört. Diese Zelleneinteilung ist im allgemeinen nicht mit derjenigen identisch, die für die Berechnung der thermischen Nutzung f gewählt wurde (s. 3.233 1). Um die gesamte Regelstabreaktivität $\Delta\varrho$ aus dem Reaktivitätswert $\Delta\varrho_Z$ einer typischen Zelle zu ermitteln, muß man den ganzen Reaktor nach der Diffusionstheorie behandeln. Die Verhältnisse werden aber besonders einfach, wenn die thermische Diffusionslänge L klein ist. Dann wird die gesamte Regelstabreaktivität $\Delta\varrho$ des Reaktors gleich $\Delta\varrho_Z$; unter der getroffenen Voraussetzung ist nämlich der thermische Leckverlust des Reaktors mit und ohne Regelstäbe klein und daher praktisch derselbe, während sich die schnelle Leckage ohnehin nicht ändert, weil die Regelstäbe für schnelle Neutronen durchsichtig sind. Folglich:

$$\Delta\varrho = 1 - \frac{k_{\mathrm{eff}}}{k_{\mathrm{eff}\,0}} = 1 - \frac{k_\infty'}{k_{\infty 0}} \cdot \frac{(1 + L_0^2\,\mathsf{B}_g^2)\,(1 + \bar\tau\,\mathsf{B}_g^2)}{(1 + L^2\,\mathsf{B}_g^2)\,(1 + \bar\tau\,\mathsf{B}_g^2)} \cong 1 - \frac{k_\infty'}{k_{\infty 0}} = \Delta\varrho_Z. \tag{738}$$

Im Gegensatz zur Ableitung von $\Delta\varrho$ nach der Zweigruppen-Diffusionstheorie werden bei dieser Überlegung die Regelstäbe in das Reaktorgitter miteinbezogen. Deshalb ist zu beachten, daß sich der Multiplikationsfaktor k_∞' der Reaktorzelle mit Regelstab von dem auf S. 510 verwendeten $k_\infty = k_{\infty 0}$ unterscheidet.

Um $\Delta\varrho_Z$ nach der Zellenmethode zu berechnen, führt man den Begriff der Absorptionsfläche F_a ein. Diese ist das Verhältnis derjenigen Neutronen, die im Regelstab je Längen- und Zeiteinheit absorbiert werden, zur Anzahl solcher Neutronen, die je Volumeinheit des umgebenden Mediums und je Zeiteinheit thermisch geworden sind. Wir bezeichnen die Bremsdichte mit q, die Querschnittsfläche der Reaktorzelle

---

[1]) Galanin, A. D., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 511, P/668. — Garabedian, H. L., AECD-3666 (1950). — Häfele, W., Ber. Reaktorgruppe MPI Göttingen, Nr. 8 (1956); Z. Naturforsch. **12a** (1957), 368. — Murray, R. L., Nucl. Eng. Sci. Congress, Amer. Inst. of Chem. Eng. (1954).

[2]) Hierzu s. auch Greebler, P., Nucl. Sci. Eng. **3** (1958), 445.

ohne Regelstab mit F_Z und die Zellhöhe mit H. Nun sind k_∞ und k_∞' proportional zur Quellstärke der thermisch gewordenen Neutronen. Sofern der Führungskanal des herausgezogenen Regelstabs mit Reaktormaterial gefüllt wird, gilt daher

$$\Delta\varrho_Z = 1 - \frac{k_\infty'}{k_{\infty 0}} = 1 - \frac{(q\,H\,F_Z - q\,H\,F_a)}{q\,H\,F_Z} = \frac{F_a}{F_Z}\,. \tag{739}$$

Die Anzahl $q\,H\,F_a$ der je Zeiteinheit im Regelstab absorbierten thermischen Neutronen ist gleich dem in den Stab eintretenden thermischen Neutronennettostrom:

$$q\,H\,F_a = 2\,\pi\,r_0\,H\,D\,\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=r_0}\,; \tag{740}$$

somit ist die vorliegende Aufgabe auf die Berechnung der thermischen Flußdichte Φ zurückgeführt. Hierzu werden dieselben Annahmen wie bei der Ermittlung der thermischen Nutzung f getroffen, nämlich Gültigkeit der Diffusionstheorie, konstante Bremsdichte in der Umgebung des Regelstabs und Zelleneinteilung des Reaktorgitters (s. 3.233 1). Für die Lösung der Diffusionsgleichung des homogenisierten Zellengebiets um den Regelstab übernehmen wir daher Gl. (463):

$$\Phi\,(r) = A\,I_0\,(\varkappa\,r) - C\,K_0\,(\varkappa\,r) + \frac{q}{\Sigma_a}\,. \tag{463}$$

Die Gruppenkonstanten $\varkappa = 1/L$ und Σ_a beziehen sich jetzt auf das homogenisierte Reaktormaterial ohne Regelstab. Als Randbedingungen zur Bestimmung von A und C kommen Gl. (641) und

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}r}\bigg|_{r=R_Z} = 0 \tag{741}$$

in Betracht (R_Z = Zellenradius). Hieraus sowie aus Gl. (739) und Gl. (740) ergibt sich schließlich die gesuchte Regelstabreaktivität:

$$\Delta\varrho_Z = \frac{2\,\pi\,r_0\,L^2}{F_Z}\left[d + L\,\frac{K_0\,(\varkappa\,r_0)\,I_1\,(\varkappa\,R_Z) + I_0\,(\varkappa\,r_0)\,K_1\,(\varkappa\,R_Z)}{K_1\,(\varkappa\,r_0)\,I_1\,(\varkappa\,R_Z) - I_1\,(\varkappa\,r_0)\,K_1\,(\varkappa\,R_Z)}\right]^{-1}. \tag{742}$$

Falls $\varkappa\,R_Z = R_Z/L \to \infty$, d. h. bei fehlender Wechselwirkung zwischen den Stäben vereinfacht sich Gl. (742) zu

$$\Delta\varrho_Z = \frac{2\,\pi\,r_0\,L^2}{F_Z}\left[d + L\,\frac{K_0\,(\varkappa\,r_0)}{K_1\,(\varkappa\,r_0)}\right]^{-1}, \tag{743}$$

denn es gilt für große $\varkappa$

$$\frac{K_1\,(x)}{I_1\,(x)} \cong \pi\,\mathrm{e}^{-2x}\left(1 + \frac{3}{4\,x} + \cdots\right). \tag{744}$$

3.243 7 Erweiterung für beliebige Regelstabquerschnitte

Das beschriebene Verfahren zur Berechnung von $\Delta\varrho_Z$ kann auch angewendet werden, sofern die Regelstäbe keine Kreiszylinder sind. Für große Diffusionslängen entsteht aus der Diffusionsgleichung eine Poissonsche Differentialgleichung, die in eine Laplacesche Differentialgleichung übergeht, wenn die Quelle thermischer Neutronen in der Umgebung des jeweils betrachteten Regelstabs null ist. Dann ist es möglich, die thermische Flußdichte auch für beliebige Regelstabquerschnitte zu berechnen, indem man eine konforme Abbildung der wirklichen Berandung auf einen Kreis vornimmt. Man erhält auf diese Weise einen effektiven Regelstabradius r_{eff}, dessen Wert noch davon abhängt, ob die thermische Flußdichte auf der Regelstaboberfläche Gl. (641) oder Gl. (642) genügen soll. Die nach Wheeler[1]) zusammengestellte Tabelle **523.**1 gibt einige Ergebnisse für schwarze Stäbe.

Ist L klein, wie z. B. in H_2O-moderierten Reaktoren, versagt das beschriebene Verfahren zur Bestimmung von r_{eff}. Man muß dann die aufgeführten effektiven Radien mit einem Korrektionsfaktor multiplizieren. Dieser ist Fig. **523.**2 zu entnehmen und wurde nach Rechnungen von Hurwitz und Roe[2]) erhalten.

[1]) Wheeler, J. A., N-2292, Principles of Nuclear Power, Kap. 22. — S. auch Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, S. 606, New York 1955.

[2]) Hurwitz Jr., H., u. Roe, G. M., J. Nucl. Energy **2** (1955), 85 und KAPL-1336 (1955).

523.1 Effektiver Radius schwarzer Regelstäbe mit verschiedenem Querschnitt

Querschnitt	r_{eff} aus $\left.\frac{d\Phi}{dr}\right\|_{r=r_{eff}} = \frac{1}{d}$	r_{eff}' aus $\Phi(r_{eff}') = 0$
Kreiszylinder, Radius r_0	r_0	$r_0 e^{-d/r_0}$
dünnes Blatt, Breite a_0	$\frac{a_0}{4}$	$\frac{a_0}{4}\exp[-y + 0{,}114y^2 - 0{,}048y^3]^{-1}$, wobei $y = \frac{a_0\sqrt{3}}{\pi\lambda_{tr}}$
dünnes Kreuz, Armlänge a_0 zwischen beiden Enden	$\frac{a_0}{4}\sqrt{2}$	$\frac{a_0\sqrt{2}}{4}\exp[-y + 0{,}114y^2 - 0{,}048y^3]^{-1}$, wobei $y = \frac{a_0\sqrt{6}}{\pi\lambda_{tr}}$

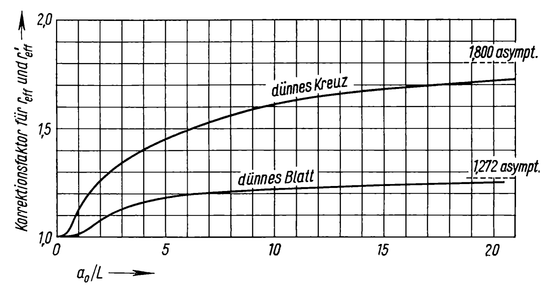
Um $\Delta\varrho_Z$ zu berechnen, braucht man nur r_{eff} aus der ersten Spalte in Gl. (742) bzw. Gl. (743) einzusetzen. Bei den r_{eff}'-Werten der zweiten Spalte, die mit einer Transportkorrektion versehen sind, muß man folgende Beziehungen zur Ermittlung der Regelstabreaktivität anstelle von Gl. (742) und Gl. (743) benutzen:

$$\Delta\varrho_Z = \frac{2\pi r_0 L}{F_Z}\left[\frac{K_1(\varkappa r_{eff}')\,I_1(\varkappa R_Z) - I_1(\varkappa r_{eff}')\,K_1(\varkappa R_Z)}{K_0(\varkappa r_{eff}')\,I_1(\varkappa R_Z) + I_0(\varkappa r_{eff}')\,K_1(\varkappa R_Z)}\right] \quad (745)$$

und für $R_Z \gg L$

$$\Delta\varrho_Z = \frac{2\pi r_0 L}{F_Z}\,\frac{K_1(\varkappa r_{eff}')}{K_0(\varkappa r_{eff}')}\,. \quad (746)$$

Die angegebenen Formeln sind nicht mehr gültig, wenn ein derart dichtes Regelkreuzgitter vorliegt, daß sich die Enden von gegenüberliegenden Armen benachbarter Regelkreuze fast berühren (hierzu s. Stewart und Smith[1]). Befindet sich im Reaktor nur ein als Kreuz oder Blatt ausgebildeter Regelstab, ist die Eingruppen-Diffusionstheorie anzuwenden und $\Delta\varrho$ mit Hilfe von Gl. (653) und Gl. (654) zu bestimmen.



523.2 Korrektionsfaktor des effektiven Regelstabradius r_{eff} bzw. r_{eff}' für den Fall kleiner thermischer Diffusionslänge der Neutronen in der homogenisierten Reaktorzelle um den Regelstab.

3.2438 Die Extrapolationslänge von schwarzen und grauen Regelstäben als Funktion des Stabradius

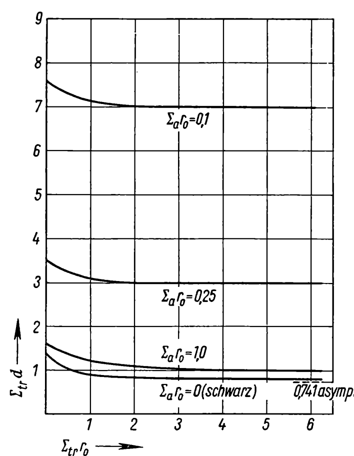
Wir müssen noch darauf eingehen, welche Werte für die lineare Extrapolationslänge d bzw. d_2 thermischer Neutronen in den Beziehungen (641), (649) bzw. (666) einzusetzen sind. In Abschnitt 3.2239 haben wir erwähnt, daß d von der Krümmung der Grenzfläche und vom Transport- bzw. Absorptionsquerschnitt des Diffusionsmediums abhängt, das den schwarzen Regelstab umgibt. Davison und Kushneriuk[2]) und Davison[3]) haben die thermische Extrapolationslänge für verschiedene Körper be-

[1]) Stewart, J. C., u. Smith, J. H., KAPL-1471 (1956).
[2]) Davison, B., u. Kushneriuk, S., MT-214 (1946) u. AECL-124 (1947).
[3]) Davison, B., Proc. Phys. Soc. **A 64** (1951), 881.

rechnet. Fig. **524.1** zeigt ihre Ergebnisse für einen schwarzen, in ein nichtabsorbierendes Streumedium eingebetteten Kreiszylinder. Für große Zylinderradien r_0 läßt sich d durch

$$\frac{d}{\bar{\lambda}_{tr}} = 0{,}7104 + 0{,}5047 \frac{\bar{\lambda}_{tr}}{2 r_0} \qquad (747)$$

approximieren.



524.1 Die Extrapolationslänge d für schwarze und graue Regelstäbe als Funktion des wahren Regelstabradius r_0 nach Royston, R. J., J. Nucl. Energy **1** (1955), 194.

Graue Zylinder wurden von Trilfaj[1]), Zaretsky[2]) und Royston[3]) untersucht. Die nun zu verwendenden Werte der thermischen Extrapolationslänge d sind in Fig. **524.1** ebenfalls eingetragen.

3.2439 Der zentrale, nur teilweise eingefahrene Regelstab nach der Eingruppen-Störungstheorie

Im Anschluß hieran wollen wir den letzten der in Abschn. 3.2431 aufgeführten Regelstabparameter, nämlich die Eintauchtiefe, verändern und $\Delta\varrho$ als Funktion der Regelstabstellung berechnen. Hierzu benutzen wir die aus Gl. (601) folgende Aussage der Eingruppen-Störungstheorie, daß der Reaktivitätswert $\Delta\varrho(z_0)$ eines bis zur Höhe $-\frac{\mathcal{H}}{2} < z_0 < +\frac{\mathcal{H}}{2}$ eingefahrenen, zentralen Regelstabes proportional ist zu

$$\Delta\varrho \sim \Sigma_a \int_{z_0}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \Phi_z^2 \, dz. \qquad (748)$$

Aus $\Phi_z \sim \cos\frac{\pi z}{\mathcal{H}}$ ergibt sich schließlich

$$\frac{\Delta\varrho(z_0)}{\Delta\varrho_{\max}} = \int_{z_0}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \Phi_z^2 \, dz \Big/ \int_{-\frac{\mathcal{H}}{2}}^{+\frac{\mathcal{H}}{2}} \Phi_z^2 \, dz = \frac{\left(\frac{\mathcal{H}}{2} - z_0\right)}{\mathcal{H}} - \frac{\sin\left(\frac{2\pi z_0}{\mathcal{H}}\right)}{2\pi} = \frac{h}{\mathcal{H}} - \frac{\sin\left(\frac{2\pi h}{\mathcal{H}}\right)}{2\pi}, \qquad (749)$$

wobei $h = \left(\frac{\mathcal{H}}{2} - z_0\right)$ die Eintauchtiefe ist. Wie sich herausstellt, gilt diese Formel mit genügender Genauigkeit auch für einen schwarzen Regelstab, obwohl nach der Störungstheorie die Annahme gemacht werden muß, daß es sich um einen schwachen Absorber handelt. Wenn der Regelstab mit der konstanten Geschwindigkeit v aus dem Reaktor herausgezogen wird, nimmt die Reaktivität $\Delta\varrho$ mit der Geschwindigkeit

$$\frac{d(\Delta\varrho)}{dt} = -\Delta\varrho_{\max} \cdot \frac{2v}{\mathcal{H}} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi h}{\mathcal{H}}\right). \qquad (750)$$

ab.

[1]) Trilfaj, L., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 515; P/796.
[2]) Zaretsky, D. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 525; P/667.
[3]) Royston, R. J., J. Nucl. Energy **1** (1955), 194.

3.244 Temperatureffekte

3.244 1 Grundlagen

In Leistungsreaktoren wird Wärmeenergie an ein durchströmendes Kühlmittel bei einer gegenüber Umgebungstemperatur, d. h. Zimmertemperatur beträchtlich erhöhten Betriebstemperatur abgegeben. Die Temperaturverteilung, die sich im Verlauf des Reaktorbetriebs einstellt, beeinflußt das Reaktorverhalten aus folgenden Gründen:

1. Die verschiedenen Baustoffe des Reaktors unterliegen der thermischen Ausdehnung, deshalb ändern sich ihre Dichten.

2. Die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte sind Funktionen der mittleren Neutronenenergie bzw. Neutronentemperatur.

3. Die Neutronentemperatur wiederum hängt von der Temperaturverteilung der Atome im Reaktor ab, weil die Neutronen mit ihnen in Wechselwirkung stehen.

Daher ist es bei Auslegung eines Reaktors erforderlich, die Reaktoreigenschaften nicht nur für Zimmertemperatur, sondern auch für die vorgesehene Betriebstemperatur zu berechnen. Auf diese Weise erfährt man, um wieviel höher die kritische Brennstoffmenge des betrachteten Reaktors bemessen werden muß, damit er auch bei hoher Temperatur kritisch ist. Die Reaktivität nimmt nämlich bei den meisten thermischen Reaktoren mit steigender Temperatur ab, weil die freie Weglänge der Neutronen und damit auch der Neutronenleckverlust um so größer wird, je höher die Reaktortemperatur bzw. die Dichte der Reaktormaterialien ist.

Daneben muß man das zeitliche Verhalten des Reaktors bei Schwankungen um die gewählte Betriebstemperatur untersuchen. Dazu bedient man sich der Methoden der Reaktorkinetik (s. Abschn. 3.531 5). Um diese anwenden zu können, muß man zunächst den sog. Temperaturkoeffizienten χ des effektiven Multiplikationsfaktors k_{eff} für die betreffende Reaktortemperatur ϑ_0 als Bezugstemperatur berechnen, was in diesem Abschnitt geschehen soll. χ ergibt sich aus

$$k_{\text{eff}}(\vartheta) = k_{\text{eff}}(\vartheta_0)\,[1 + \chi(\vartheta - \vartheta_0)] \tag{751}$$

zu[1])

$$\chi = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \cdot \frac{\mathrm{d}k_{\text{eff}}}{\mathrm{d}\vartheta}\bigg|_{\vartheta=\vartheta_0}. \tag{752}$$

Legt man die modifizierte Eingruppentheorie zugrunde, so erhält man für χ durch Logarithmieren und Differenzieren der für einen Reaktor ohne Reflektor geltenden Formel

$$k_{\text{eff}} = \frac{k_\infty}{1 + M^2\,\mathsf{B}^2}$$

folgendes:

$$\begin{aligned}\chi &= \frac{1}{k_\infty}\frac{\mathrm{d}k_\infty}{\mathrm{d}\vartheta} - \frac{1}{1 + M^2\,\mathsf{B}_g^2}\frac{\mathrm{d}(M^2\,\mathsf{B}_g^2)}{\mathrm{d}\vartheta} \\ &= \frac{1}{\eta}\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{\varepsilon}\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{f}\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta} - \frac{(k_\infty - k_{\text{eff}})}{k_\infty}\left(\frac{1}{M^2}\frac{\mathrm{d}M^2}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{\mathsf{B}_g^2}\frac{\mathrm{d}\mathsf{B}_g^2}{\mathrm{d}\vartheta}\right).\end{aligned} \tag{754}$$

Da sich Flüssigkeiten mit wachsender Temperatur stärker als feste Stoffe ausdehnen, spielt die Temperaturänderung der geometrischen Flußwölbung B_g^2 praktisch nur bei wasser- oder organisch-moderierten Reaktoren eine Rolle. Meistens hält man auch bei diesen Reaktoren Inhalt und Abmessungen konstant, indem man Moderator nachfüllt bzw. entweichen läßt. Deshalb wollen wir $\frac{1}{\mathsf{B}_g^2}\frac{\mathrm{d}\mathsf{B}_g^2}{\mathrm{d}\vartheta}$ fortan weglassen.

---

[1]) Gelegentlich wird in der Literatur der sog. Temperaturkoeffizient der Reaktivität benutzt:

$$\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}\vartheta}\bigg|_{\vartheta=\vartheta_0} = \frac{\chi}{k_{\text{eff}}} = \chi(1-\varrho) \cong \chi. \tag{753}$$

η, ε, p, f und M^2 sind Funktionen der auf die Volumeinheit bezogenen Atomzahlen N_{vi} und der verschiedenen mikroskopischen Wirkungsquerschnitte σ_i der einzelnen Reaktorbestandteile. Daher ist es möglich, bei der Berechnung der Temperaturabhängigkeit der einzelnen Glieder von (754) zwischen dem Dichteeffekt und dem Neutronentemperatureffekt zu unterscheiden. So schreibt man

$$\frac{1}{M^2}\frac{\mathrm{d}M^2}{\mathrm{d}\vartheta}=\frac{1}{M^2}\sum_i\left[\left(\frac{\partial M^2}{\partial N_{vi}}\right)_{\sigma i}\frac{\mathrm{d}N_{vi}}{\mathrm{d}\vartheta}+\left(\frac{\partial M^2}{\partial \sigma_i}\right)_{Nvi}\frac{\mathrm{d}\sigma_i}{\mathrm{d}T}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\vartheta}\right], \tag{755}$$

woraus hervorgeht, daß auch der Zusammenhang zwischen Neutronentemperatur T und Reaktortemperatur ϑ bekannt sein muß. Hierauf werden wir in Abschn. 3.244 3 eingehen. Da der Moderator einen größeren Teil des Reaktorvolumens als der Brennstoff einnimmt, ist die Moderatortemperatur als Reaktortemperatur anzusehen. Sofern es sich um einen homogenen Reaktor handelt, ist der Unterschied zwischen Brennstoff- und Moderatortemperatur belanglos.

3.244 2 Berechnung des Dichte- und des Neutronentemperatureffekts

Wir wollen nun den Beitrag des Dichteeffekts zu χ bestimmen. Die relative Änderung von N_{vi} mit der Temperatur beträgt

$$\frac{1}{N_{vi}}\frac{\mathrm{d}N_{vi}}{\mathrm{d}\vartheta}=\frac{-3\alpha_{\mathrm{th}i}}{1+\alpha_{\mathrm{th}i}(\vartheta-\vartheta_0)}\cong-3\alpha_{\mathrm{th}i}. \tag{756}$$

$\alpha_{\mathrm{th}i}$ ist der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient des betrachteten, durch den Index i gekennzeichneten Reaktormaterials. Besonders einfache Verhältnisse liegen beim homogenen Reaktor vor, da es in diesem Fall einen einheitlichen Ausdehnungskoeffizienten α_{th} für Brennstoff und Moderator gibt. Dann ist

$$\frac{1}{k_\infty}\left(\frac{\partial k_\infty}{\partial\vartheta}\right)_\sigma=\frac{1}{k_\infty}\left[\left(\frac{\partial k_\infty}{\partial N_{vB}}\right)_{N_{vM},\sigma}\cdot\frac{\mathrm{d}N_{vB}}{\mathrm{d}\vartheta}+\left(\frac{\partial k_\infty}{\partial N_{vM}}\right)_{N_{vB},\sigma}\cdot\frac{\mathrm{d}N_{vM}}{\mathrm{d}\vartheta}\right]=0, \tag{757}$$

weil in der Vier-Faktor-Formel (25) nur Verhältnisse makroskopischer Wirkungsquerschnitte auftreten. Ferner gilt

$$\frac{1}{M^2}\left(\frac{\partial M^2}{\partial\vartheta}\right)_\sigma=\frac{1}{L^2}\left(\frac{\partial L^2}{\partial\vartheta}\right)_\sigma=\frac{1}{\overline{\tau}}\left(\frac{\partial\overline{\tau}}{\partial\vartheta}\right)_\sigma\cong 6\alpha_{\mathrm{th}}, \tag{758}$$

so daß sich für den homogenen Reaktor als Beitrag des Dichteeffekts

$$\frac{1}{k_\infty}\left(\frac{\partial k_\infty}{\partial\vartheta}\right)_\sigma\cong-6\alpha_{\mathrm{th}}\frac{(k_\infty-k_{\mathrm{eff}})}{k_\infty} \tag{759}$$

ergibt.

Bei heterogenen Reaktoren ist die thermische Ausdehnung im Vergleich zum Neutronentemperatureffekt nur dann von Bedeutung, wenn ein flüssiger Moderator (lin. therm. Ausdehnungskoeffizient $\alpha_{\mathrm{th}M}$) verwendet wird. In diesem Fall ist es zweckmäßig, den Dichteeffekt zusammen mit der Temperaturabhängigkeit der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte zu behandeln.

Der mikroskopische Absorptionsquerschnitt σ_a gehorcht bekanntlich dem $1/v$-Gesetz, d. h. σ_a ist proportional zu $T^{-1/2}$. Bei den Ausnahmen hiervon, wie z. B. U^{235} und Pu^{239} berücksichtigt man die Abweichung vom $1/v$-Gesetz im sog. f-Faktor (s. S. 401), so daß ganz allgemein

$$\sigma_a(T)=\sigma_a(T_0)\sqrt{\frac{T_0}{T}}\cdot\frac{\mathrm{f}(T)}{\mathrm{f}(T_0)} \tag{760}$$

ist. Wie der f-Faktor von der Neutronentemperatur T bzw. Neutronenenergie E abhängt, kann dem Wirkungsquerschnittsatlas von Hughes und Harvey[1]) entnommen werden. Aus Gl. (760) folgt

$$\frac{1}{\sigma_a}\frac{\mathrm{d}\sigma_a}{\mathrm{d}T}=-\frac{1}{2T}+\frac{1}{\mathrm{f}(T)}\cdot\frac{\mathrm{d}\mathrm{f}(T)}{\mathrm{d}T}. \tag{761}$$

---

[1]) Hughes, D. J., u. Harvey, J. A., Neutron Cross Sections, BNL-325 u. Addendum to BNL-325, New York 1955.

Ferner zeigt sich, daß der mikroskopische Streuquerschnitt σ_s mit guter Näherung durch

$$\sigma_s(T) = \sigma_s(T_0)\left(\frac{T_0}{T}\right)^{\gamma} \tag{762}$$

mit $\gamma = 0{,}225$ für H_2O und $\gamma = 0{,}112$ für D_2O dargestellt werden kann.
Mithin:

$$\frac{1}{\sigma_s}\frac{d\sigma_s}{dT} = -\frac{\gamma}{T}. \tag{763}$$

Gl. (761) und Gl. (763) wenden wir jetzt an, um den Beitrag des Neutronentemperatureffekts zum Temperaturkoeffizienten zu berechnen. Soweit notwendig, wollen wir die erhaltenen Ergebnisse um den Dichteeffekt des Moderators ergänzen, wobei die Voraussetzung getroffen wird, daß die Volumina V_M und V_B, die Moderator und Brennstoff im Reaktor einnehmen, konstant sind.

Für die Temperaturänderung der thermischen Spaltneutronenausbeute[1])

$$\eta = \frac{\bar{\nu}_{25}}{1 + \frac{\sigma_{e\,25}}{\sigma_{\mathrm{sp}\,25}}(T) + \frac{N_v^{28}}{N_v^{25}}\frac{\sigma_{a\,28}}{\sigma_{\mathrm{sp}\,25}}(T)} \tag{764}$$

findet man, da $\bar{\nu}_{25}$ und praktisch auch $\alpha_{25} = \sigma_{e\,25}/\sigma_{\mathrm{sp}\,25}$ über einen weiten Energiebereich konstant sind,

$$\frac{1}{\eta}\frac{d\eta}{d\vartheta} = -\frac{\eta}{\bar{\nu}_{25}}\left[\frac{d}{dT}\left(\frac{\sigma_{e\,25}}{\sigma_{\mathrm{sp}\,25}}\right) + \frac{N_v^{28}}{N_v^{25}}\frac{d}{dT}\left(\frac{\sigma_{a\,28}}{\sigma_{\mathrm{sp}\,25}}\right)\right]\frac{dT}{d\vartheta} \cong -\frac{\eta}{\bar{\nu}_{25}}\cdot\frac{N_v^{28}}{N_v^{25}}\frac{d}{dT}\left(\frac{\sigma_{a\,28}}{\sigma_{a\,25}}\right)\frac{dT}{d\vartheta}. \tag{765}$$

Bei höherer Anreicherung ist die Temperaturabhängigkeit von α_{25} zu berücksichtigen.

Bei steigender Temperatur erfährt die thermische Flußdichte eine Abflachung im Brennelement. Man kann daher die Temperaturänderung des Schnellspaltfaktors ε abschätzen, indem man in Gl. (546) für die Stoßwahrscheinlichkeit W [Gl. (547)] eines Primärneutrons die Stoßwahrscheinlichkeit W' [Gl. (548)] eines Sekundärneutrons einsetzt. Wie sich dabei herausstellt, ist das Glied $\frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{d\vartheta}$ mindestens zehnmal kleiner als $\frac{1}{\eta}\frac{d\eta}{d\vartheta}$, weshalb es in Gl. (754) vernachlässigt werden kann.

Die thermische Nutzung f enthält den Faktor $\sqrt{\frac{T_0}{T}}$ sowohl im Zähler als auch im Nenner. Abgesehen von der thermischen Ausdehnung eines flüssigen Moderators, kann infolgedessen die Temperaturänderung von f nur von den Abweichungen der Absorptionsquerschnitte vom $1/v$-Gesetz und von der temperaturabhängigen, in jeder Schicht der Reaktorzelle verschiedenen Abflachung der thermischen Flußdichte herrühren. Aus Gl. (480), Gl. (481) und Gl. (482) erhält man durch Differentiation

$$\begin{aligned}\frac{1}{f}\frac{df}{d\vartheta} \cong -f\Bigg\{\Bigg[&-\frac{\Sigma_{aM}V_M}{\Sigma_{aB}V_B}\mathcal{F}\cdot\frac{1}{\mathfrak{f}_B}\frac{d\mathfrak{f}_B}{dT} + \frac{\Sigma_{aM}V_M}{\Sigma_{aB}V_B}\cdot\frac{d\mathcal{F}}{dT}\\ &+\left(\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial T}\right)_{N_{vM}}\Bigg]\frac{dT}{d\vartheta} - 3\alpha_{\mathrm{th}\,M}\frac{\Sigma_{aM}V_M}{\Sigma_{aB}V_B}\mathcal{F}\Bigg\}.\end{aligned} \tag{766}$$

Hierbei ist bereits berücksichtigt worden, daß der Absorptionsquerschnitt σ_{aM} des Moderators dem $1/v$-Gesetz in Strenge gehorcht ($\mathfrak{f}_M = 1$). Die Abflachung der thermischen Flußdichte macht sich im Absenkungsfaktor $\mathcal{F}$ wesentlich stärker als in der Überschußmoderation $\mathcal{E} - 1$ bemerkbar, so daß wir $(\partial\mathcal{E}/\partial T)_{N_{vM}}$ vernachlässigen kön-

[1]) In diesem Abschnitt als auch in 3.25 kennzeichnen wir wie folgt, zu welchem Isotop die auftretenden Atomzahldichten, Wirkungsquerschnitte usw. gehören: Die erste Ziffer des Index gibt die letzte Ziffer der Kernladungszahl Z des betreffenden Isotops an; die zweite Ziffer des Index ist die letzte Ziffer seines Atomgewichts A.

nen. Die reziproke Diffusionslänge $\varkappa_B$ des Brennstoffs, die im Argument von $\mathcal{F}$ vorkommt, verhält sich näherungsweise wie $T^{-1/4}$; folglich:

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{F}}{\mathrm{d}T} = \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}}{\mathrm{d}(\varkappa_B r_B)} \cdot \frac{\mathrm{d}(\varkappa_B r_B)}{\mathrm{d}T} = \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}}{\mathrm{d}(\varkappa_B r_B)} \cdot - \frac{(\varkappa_B r_B)}{4\,T} = \frac{1}{2\,T}\left[\mathcal{F}^2 - \mathcal{F} - \frac{(\varkappa_B r_B)^2}{4}\right]. \quad (767)$$

Wie man aus Gl. (766) erkennt, beträgt der Beitrag des Dichteeffekts (V_{Reakt} = Reaktorvolumen, $\bar{\Sigma}_a$ = mittlerer thermischer Absorptionsquerschnitt des Reaktors)

$$\frac{1}{f}\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta}\right)_\sigma = +\,3\,\alpha_{\text{th}M}\, f\,\frac{\Sigma_{aM}\,V_M}{\Sigma_{aB}\,V_B}\,\mathcal{F} = 3\,\alpha_{\text{th}M}\,(1 - \mathcal{E} f) \cong 3\,\alpha_{\text{th}M}\,\frac{\Sigma_{aM}\,V_M}{\bar{\Sigma}_a\,V_{\text{Reakt}}} \cong 3\,\alpha_{\text{th}}\,f_M\,. \quad (768)$$

Bei homogenen Reaktoren vereinfacht sich Gl. (766) zu

$$\frac{1}{f}\,\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta} = +\,f\,\frac{\Sigma_{aM}}{\Sigma_{aB}} \cdot \frac{1}{\mathfrak{f}_B}\,\frac{\mathrm{d}\mathfrak{f}_B}{\mathrm{d}T}\,\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\vartheta} = \frac{\Sigma_{aM}}{\Sigma_{aB} + \Sigma_{aM}} \cdot \frac{1}{\mathfrak{f}_B}\,\frac{\mathrm{d}\mathfrak{f}_B}{\mathrm{d}T}\,\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\vartheta}. \quad (769)$$

In den angegebenen Formeln für $\frac{1}{f}\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta}$ fehlt die Temperaturänderung der Spaltproduktvergiftung. Diese fällt jedoch kaum ins Gewicht, da es sich bei den Spaltprodukten fast ausnahmslos um reine $1/v$-Absorber handelt.

Für den Temperaturkoeffizienten der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p ist im wesentlichen die temperaturabhängige Doppler-Verbreiterung der Resonanzlinien verantwortlich. Mit wachsender Temperatur ϑ_B der Brennelemente werden die Resonanzen breiter und flacher, so daß sich die Flußdichte an der jeweiligen Resonanzstelle weniger einsenkt und mehr Neutronen als vorher eingefangen werden[1]). Wie dieser Effekt im Resonanzintegral A_{res} berücksichtigt werden kann, ist in Abschn. 3.2344 besprochen worden. Wir übernehmen von dort Formel (536); danach gehen in den Grenzwert $A_{V\infty}$ des Resonanzintegrals bei unendlich großer Verdünnung des Brennstoffs nur temperaturunabhängige Resonanzparameter ein. Folglich muß $\frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\vartheta_B}$ für einen homogenen Reaktor mit geringer Brennstoffkonzentration gleich Null sein. Im Fall eines heterogenen Reaktors gehen wir von Gl. (533) und Gl. (535) aus. Man erhält bei Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit von $\mathcal{F}$ und $\mathcal{E}$

$$\frac{1}{p}\,\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\vartheta_B} = \frac{f_{\text{res}}^2}{(1 - f_{\text{res}})^2}\left[\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\frac{1}{f_{\text{res}}}\right)\right]_{N_{vM}} = \frac{-\,f_{\text{res}}^2}{(1 - f_{\text{res}})^2}\left(\frac{1}{f_{\text{res}}} - \mathcal{E}\right)\left[\frac{1}{A_{\text{res}}}\,\frac{\mathrm{d}A_{\text{res}}}{\mathrm{d}\vartheta_B}\right]. \quad (770)$$

Einige Ergebnisse für die Temperaturänderung $\frac{1}{A_{\text{res}}}\frac{\mathrm{d}A_{\text{res}}}{\mathrm{d}\vartheta_B}$ des Resonanzintegrals gibt Tab. **528.1** wieder.

528.1 Ergebnisse zur Temperaturänderung des Resonanzintegrals.

	$\frac{1}{A_{\text{res}}}\frac{\mathrm{d}A_{\text{res}}}{\mathrm{d}\vartheta_B}\,(°\mathrm{C})^{-1}$	Quelle
UO_2	$0{,}4 \cdot 10^{-4}$	Creutz, E., Jupnik, H. u. Wigner, E. P., J. Appl. Phys. **26** (1955), 276
U^{238}-Metall	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$ 1,2 bis $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ 0,6 bis $1{,}0 \cdot 10^{-4}$	Mitchell, A. C. G., u. a, CP-597 (1943) Dancoff, S. M., u. Ginsburg, M., CP-1589 (1944) Rodeback, G. W., NAA-SR-1641 (1956)
Th^{232}-Metall	1,7 bis $2{,}3 \cdot 10^{-4}$	Rodeback, G. W., NAA-SR-1641 (1956)

[1]) In schnellen Reaktoren mit hoher U^{235}-Konzentration tritt die epithermische Spaltung von U^{235} in Konkurrenz mit der Resonanzabsorption in U^{238}, so daß bei Erhöhung der Temperatur nur dann eine negative Änderung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit resultiert, wenn der U^{235}-Anreicherungsgrad unter $35\,\%$ liegt. Hierzu s. Goertzel, G., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 472, P/613 und Feshbach, H., Goertzel, G., u. Yamauchi, H., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 4.

Bei einer plötzlichen Erhöhung der Reaktorleistung steigt zunächst die Temperatur ϑ_B des Brennstoffs, während die Moderatortemperatur ϑ erst zunimmt, nachdem die im Brennstoff zusätzlich erzeugte Wärme an den Moderator durch Wärmeleitung bzw. Wärmeübergang abgegeben worden ist. Daher macht sich der Effekt der thermischen Ausdehnung des Moderators erst nach Ablauf einer mittleren „Laufzeit" von 0,01 bis zu mehreren Sekunden je nach Reaktorzelle nach dem sofort wirksamen Effekt der von ϑ_B abhängigen Doppler-Verbreiterung der Resonanzlinien bemerkbar. In diesem Abschnitt wollen wir jedoch zur Vereinfachung annehmen, daß beide Effekte gleichzeitig auftreten und daß die bei einer Leistungssteigerung hervorgerufenen Änderungen der Brennstoff- bzw. Moderatortemperatur gleich groß sind. Dann brauchen wir zu Gl. (770) nur den von ϑ abhängigen Anteil des Dichteeffekts

$$\frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_\sigma = -\frac{3\,\alpha_{\text{th}\,M}\, f_{\text{res}}}{(1-f_{\text{res}})^2}\cdot(1-f_{\text{res}}\,\mathcal{E}) \tag{771}$$

zu addieren, um die gesamte Temperaturänderung $\frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\vartheta}$ zu erhalten. Gl. (771) hat das umgekehrte Vorzeichen von Gl. (768); die Erklärung hierfür ist, daß die Neutronen bei Verdünnung des Moderators weniger Stöße erleiden und daher eher in den Resonanzen der Brennstoffkomponenten steckenbleiben.

Nun berechnen wir die Temperaturänderung der Wanderfläche M^2. Aus Gl. (560a) ergibt sich zunächst

$$\frac{1}{L^2}\frac{\mathrm{d}L^2}{\mathrm{d}\vartheta} = \frac{1}{L_M{}^2}\frac{\mathrm{d}L_M{}^2}{\mathrm{d}\vartheta} + \frac{1}{f_M}\frac{\mathrm{d}f_M}{\mathrm{d}\vartheta}. \tag{772}$$

Für das erste Glied erhält man auf Grund von Gl. (104), Gl. (758), Gl. (761), Gl. (762) und $\mathfrak{f}_M = 1$

$$\frac{1}{L_M{}^2}\frac{\mathrm{d}L_M{}^2}{\mathrm{d}\vartheta} = \frac{1}{L_M{}^2}\left(\frac{\partial L_M{}^2}{\partial \vartheta}\right)_\sigma + \frac{1}{L_M{}^2}\left(\frac{\partial L_M{}^2}{\partial T}\right)_{N_{vM}}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\vartheta} = 6\,\alpha_{\text{th}\,M} + \frac{\frac{1}{2}+\gamma_M}{T}\,\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\vartheta}; \tag{773}$$

das zweite Glied ist wegen $f_M \cong 1 - f$

$$\frac{1}{f_M}\frac{\mathrm{d}f_M}{\mathrm{d}\vartheta} = -\frac{f}{f_M}\frac{1}{f}\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta}, \tag{774}$$

so daß Gl. (766) verwendet werden kann. Der Beitrag des Dichteeffekts zu Gl. (772) ist zufolge Gl. (768)

$$\frac{1}{L^2}\left(\frac{\partial L^2}{\partial \vartheta}\right)_\sigma = 6\alpha_{\text{th}\,M} - \frac{f}{f_M}\cdot 3\alpha_{\text{th}\,M}(1-\mathcal{E}\,f) \cong 3\alpha_{\text{th}\,M}(2-f) \cong 3\alpha_{\text{th}\,M}(1+f_M). \tag{775}$$

Bei homogenen Reaktoren beträgt die vollständige Temperaturänderung von L^2 $(\gamma_B = 0)$:

$$\frac{1}{L^2}\frac{\mathrm{d}L^2}{\mathrm{d}\vartheta} = -6\alpha_{\text{th}} + \left(\frac{1}{2T} - \frac{\Sigma_{aB}}{\Sigma_{aB}+\Sigma_{aM}}\cdot\frac{1}{\mathfrak{f}_B}\frac{\mathrm{d}\mathfrak{f}_B}{\mathrm{d}T} + \frac{\gamma_M}{T}\,\frac{\Sigma_{tr\,M}}{\Sigma_{tr\,B}+\Sigma_{tr\,M}}\right)\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\vartheta}. \tag{776}$$

Wenn die Neutronentemperatur T nur wenig von T_0 abweicht, kann man das Fermi-Alter $\bar{\tau}(T)$ nach Gl. (255) wie folgt durch $\bar{\tau}(T_0)$ darstellen:

$$\bar{\tau}(T) = \bar{\tau}(T_0) + \int\limits_{E(T)}^{E(T_0)} \frac{1}{3\xi\,\Sigma_s\Sigma_{tr}}\frac{\mathrm{d}E}{E} \cong \bar{\tau}(T_0) + \frac{1}{3\xi\,\Sigma_s(T_0)\,\Sigma_{tr}(T_0)}\ln\frac{T_0}{T}. \tag{777}$$

Somit ist

$$\frac{1}{\bar{\tau}}\left(\frac{\partial\bar{\tau}}{\partial\vartheta}\right)_{N_v} \cong -\frac{1}{T}\,[3\xi\,\Sigma_s(T_0)\,\Sigma_{tr}(T_0)\,\bar{\tau}]^{-1}\cdot\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\vartheta}. \tag{778}$$

Wie sich herausstellt, beträgt dieser Term nur einige Prozent von $\frac{1}{L^2}\left(\frac{\partial L^2}{\partial\vartheta}\right)_{N_v}$; er kann

daher vernachlässigt werden. Es bleibt also nur der Dichteeffekt übrig, für den man nach Gl. (566) folgendes erhält:

$$\frac{1}{\bar{\tau}}\frac{d\bar{\tau}}{d\vartheta} \cong \frac{1}{\bar{\tau}}\left(\frac{\partial\bar{\tau}}{\partial\vartheta}\right)_\sigma = 3\,\alpha_{\mathrm{th}\,M}\left[\frac{\Sigma_{tr\,M}\,V_M}{\overline{\Sigma_{tr}}\,V_{\mathrm{Reakt}}} + \frac{\xi_M\,\Sigma_{s\,M}\,V_M}{\xi\,\overline{\Sigma_s}\,V_{\mathrm{Reakt}}}\right] \cong 6\,\alpha_{\mathrm{th}\,M}\frac{V_M}{V_{\mathrm{Reakt}}}\,\frac{\Sigma_{s\,M}}{\overline{\Sigma_s}}. \quad (779)$$

Bei Anwendung dieser Formel ist zu beachten, daß sich $\Sigma_{s\,M}$, $\overline{\Sigma_s}$, $\Sigma_{tr\,M}$ und $\overline{\Sigma_{tr}}$ auf den epithermischen Energiebereich beziehen, während in Gl. (766), Gl. (768), Gl. (769) und Gl. (776) thermische Wirkungsquerschnitte stehen. Für die Temperaturabhängigkeit der Wanderfläche ergibt sich schließlich

$$\frac{1}{M^2}\frac{dM^2}{d\vartheta} = \frac{1}{M^2}\Bigg[L^2\left(6\,\alpha_{\mathrm{th}\,M} + \frac{\frac{1}{2}+\gamma_M}{T}\frac{dT}{d\vartheta} - \frac{f}{f_M}\cdot\frac{1}{f}\frac{df}{d\vartheta}\right) + \bar{\tau}\left(6\,\alpha_{\mathrm{th}\,M}\frac{V_M}{V_{\mathrm{Reakt}}}\,\frac{\Sigma_{s\,M}}{\Sigma_s}\right)\Bigg]. \quad (780)$$

3.244 3 Zusammenhang zwischen Neutronen- und Reaktortemperatur — Ergebnisse

Um den Temperaturkoeffizienten χ nach Gl. (754) berechnen zu können, müssen wir noch den Zusammenhang zwischen Neutronentemperatur T und Reaktortemperatur ϑ angeben. Wie in Abschn. 3.212 beschrieben wurde, ist die Neutronentemperatur T durch das Maximum der jeweils vorhandenen Geschwindigkeitsverteilung $n(v)$ derjenigen Neutronen bestimmt, die im thermischen Gleichgewicht mit dem Moderator stehen. Als Reaktortemperatur ϑ ist nach Abschn. 3.2442 die mittlere Temperatur der Moderatoratome anzusehen, welche ein Maxwell-Spektrum einnehmen, dessen Maximum bei ϑ liegt. Das Geschwindigkeitsspektrum $n(v)$ der Neutronen stimmt damit nur dann überein, d. h. T ist nur dann gleich ϑ, wenn der Moderator keine Neutronen absorbiert und es sich um einen unendlich ausgedehnten Reaktor handelt.

Andernfalls unterscheidet sich T von ϑ aus folgenden Gründen. Die Neutronen befinden sich bei Einstreuung in den thermischen Energiebereich noch nicht im thermischen Gleichgewicht. Bevor sich dieses einstellt, werden einige von ihnen absorbiert; nach Gl. (760) werden dies vor allem die mit niedrigerer Energie eingestreuten Neutronen sein, so daß langsame Neutronen fehlen und das Maximum von $n(v)$ nach höherer Temperatur verschoben wird. Diesen Effekt nennt man Absorptionshärtung. Er wird teilweise durch die sog. Diffusionskühlung[1]) kompensiert. Die Diffusionslänge nimmt ebenfalls wegen Gl. (760) mit kleiner werdender Energie ab. Folglich reichern sich die schlechter herausdiffundierenden langsameren Neutronen im Reaktor an, so daß T kleiner als ϑ werden muß.

Um die Neutronentemperatur T als Funktion der Moderatortemperatur ϑ zu ermitteln, muß man die thermische Eigenbewegung und die chemische Bindung der Moderatoratome berücksichtigen, wenn man die Bremsdichte der Neutronen vor Eintritt in den thermischen Energiebereich bestimmt; in der in Abschn. 3.226 aufgestellten Moderationstheorie wird angenommen, daß die Neutronen mit monoenergetischen, ungebundenen Moderatoratomen zusammenstoßen. Hierzu durchgeführte Rechnungen[2]) sowie Messungen lassen erkennen, daß näherungsweise folgender Zusammenhang zwischen T und ϑ besteht:

$$T = \vartheta_0\left(1 + C\,\frac{\Sigma_a(T)}{\xi\,\Sigma_s}\right). \quad (781\,\mathrm{a})$$

---

[1]) Hierzu s. Beckurts, K. H., Z. Naturforsch. **12a** (1957), 956.

[2]) Die thermische Eigenbewegung der Moderatoratome wird berücksichtigt bei: Wigner, E. P., u. Wilkins Jr., J. E., AECD-2275 (1948); Wilkins Jr., J. E., CP-2481. — Cohen, E. R., NAA-SR-1127 (1955) u. Nucl. Sci. Eng. **2** (1957), 227. — Außerdem wird auch noch die chemische Bindung berücksichtigt in: Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 405, P/611. — Hurwitz Jr., H. M. S. Nelkin, u. Habetler, G. J., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 280. — Nelkin, M., Nucl. Sci. Eng. **2** (1957), 199.

Für den Zahlenfaktor C gibt es verschiedene Angaben. Offenbar hängt C vom Atomgewicht des Moderators ab. Nach Cohen[1]) gilt Gl. (781) mit $C = 1{,}2$ mit genügender Genauigkeit für $0 < \Sigma_a/\xi\, \Sigma_s < 0{,}2$. Deutsch[2]) hingegen schlägt folgende Beziehung zwischen T und ϑ_0 vor:

$$T = \vartheta_0 \left(1 + 0{,}75 \frac{\Sigma_a(T)}{\xi\, \Sigma_s}\right)^2. \tag{781b}$$

Da die Korrektion zwischen Reaktor- und Neutronentemperatur klein ist, dürfen wir in den zur Berechnung des Temperaturkoeffizienten abgeleiteten Formeln $\mathrm{d}T/\mathrm{d}\vartheta = 1$ setzen. Im Anschluß hieran wollen wir in Tab. **531**.1 einige Zahlenwerte für χ zusammenstellen.

Tab. **531**.1 Zahlenwerte des Temperaturkoeffizienten χ für einige Reaktoren

Reaktortyp	Beispiel	χ in $10^{-5}\,(°C)^{-1}$	Quelle
Gasgekühlt, Graphit	BEPO	$-2{,}8$	Salmon, A. J., The Physics of Nuclear Reactors, Brit. J. Appl. Phys. Suppl. 5 (1956), 59.
H_2O, Wasserbecken	BSR	-8	
H_2O, Druckwasser	PWR	-20	
H_2O, Siedewasser[3])	EBWR	-6	
homogene Lösung (D_2O)	Projekt	-360	

Was die einzelnen Glieder von Gl. (754) zu χ beitragen, wird am Beispiel des Brookhaven Graphit-Reaktors gezeigt (für $T = 385$ °C, nach Kaplan u. Chernick[4])).

χ	$\frac{1}{\eta}\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\vartheta}$	$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}\vartheta}$	$\frac{1}{f}\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta}$	$\frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\vartheta}$	$-\frac{(k_\infty - 1)}{k_\infty}\frac{\mathrm{d}M^2}{M^2\mathrm{d}\vartheta}$	$\frac{1}{L^2}\frac{\mathrm{d}L^2}{\mathrm{d}\vartheta}$	$\frac{1}{\bar{\tau}}\frac{\mathrm{d}\bar{\tau}}{\mathrm{d}\vartheta}$	$\frac{1}{M^2}\frac{\mathrm{d}M^2}{\mathrm{d}\vartheta}$	
-8 bis -12	$-4{,}8$ bis $-7{,}4$	$< +0{,}1$	$+2{,}6$	$-1{,}0$ bis $-2{,}0$	$-4{,}9$	$+16$	$+1{,}2$	$+75$	in $10^{-5}(°C)^{-1}$

Neben den in diesem Abschnitt behandelten Temperatureffekten gibt es noch andere temperaturabhängige Störungen des kritischen Reaktorverhaltens. Hierzu gehört vor allem der Dampfblasen-Effekt[5]) und der Barometer-Effekt[4]). Die in einem Siedewasserreaktor vorhandenen Dampfblasen verdünnen den Moderator, der gleichzeitig als Kühlmittel dient. Wie beim Dichteeffekt verringert sich dadurch die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p und der Leckfaktor P, während die thermische Nutzung f und der Schnellspaltfaktor ε zunehmen. Der Reaktor ist so auszulegen, daß der resultierende Dampfblasenkoeffizient negativ ist. Dazu muß man das Volumverhältnis von Moderator zu Brennstoff kleiner machen, als zur Erreichung des höchsten Wertes von k_{eff} notwendig ist. Wie groß der Blasenkoeffizient wirklich wird, hängt außerdem von der Dampfblasenverteilung und vom Volumanteil ab, den die Dampfblasen einnehmen. Der Druckkoeffizient von k_{eff} hat eine Größenordnung von $-10^{-5}\,(\mathrm{Torr})^{-1}$. Er kommt in gasgekühlten Reaktoren durch die Abhängigkeit der Atomdichte und damit des makroskopischen Absorptionsquerschnitts des Kühlgases vom herrschenden Gasdruck zustande.

---

[1]) Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 405, P/611.
[2]) Deutsch, R. W., Nucleonics **15**, Nr. 1 (1957), 47.
[3]) ohne Blasen-Koeffizient
[4]) Kaplan, I., u. Chernick, J., BNL-152 (1952) u. Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 295, P/606.
[5]) Wilkins Jr., J. E., CP-2709 u. CF-3067 (1945).

3.25 Brennstoffkreisläufe*)

3.251 Grundbegriffe

Der Brennstoff eines Kernreaktors kann aus drei Komponenten aufgebaut sein, nämlich in jedem Fall aus Spaltstoffen (spaltbare Materie) und meistens auch aus Brutstoffen (durch Neutroneneinfang in Spaltstoff konvertierbare Materie) und aus sonstigen Bestandteilen. Seine Zusammensetzung ändert sich während der Einsatzdauer im Reaktor. Die ursprünglichen Spaltstoffe werden zum Teil verbraucht, neuer Spaltstoff gleicher oder anderer Art entsteht. Am Ende einer Bestrahlungsperiode kann man die im Brennstoff enthaltenen Spalt- und Brutstoffe abtrennen und dem gleichen oder einem anderen Reaktor in Form neuer Brennelemente wieder zuführen. Im vorliegenden Abschnitt „Brennstoffkreisläufe" soll der Durchsatz des Brennstoffs im Reaktor und die dabei auftretenden Konzentrationsänderungen der Brennstoffbestandteile behandelt werden. Ferner wird auf die Möglichkeiten zur Weiterverwendung der in den bestrahlten Elementen enthaltenen Spalt- und Brutstoffe eingegangen. Die Weiterverwendung ist nicht auf die Rückführung (recycling) in den ursprünglichen Reaktor beschränkt, sondern schließt auch die Weitergabe an einen anderen Reaktor ein. Obgleich es sich dabei nicht mehr um einen Brennstoff-„Kreislauf" handelt, sollen auch die zuletzt genannten Möglichkeiten erörtert werden.

3.251 1 Brennstoffabbrand

Für die Wirtschaftlichkeit eines Brennstoffzyklus kommt es auf den erreichbaren Abbrand an, der durch folgende Größen gemessen werden kann:

1. Die Brennstoffausnützung U_B, die den Gewichtsbruchteil des Brennstoffs angibt, der während der Brennstoffeinsatzdauer t_B gespalten wird;

2. die Spaltstoffausnützung $U_{\text{sp}} = U_B/\mathsf{a}$, wobei a die anfängliche Konzentration des Spaltstoffs, der sog. Anreicherungsfaktor, ist;

3. das Zeitintegral $\int_0^{t_B} \Phi(t)\,\mathrm{d}t$ der Neutronenflußdichte $\Phi(t)$, der das betrachtete Brennelement während der Bestrahlungszeit t_B ausgesetzt war;

4. die Anzahl der Spaltungen

$$S = \int_0^{t_B} \Sigma_{\text{sp}}(t)\,\Phi(t)\,\mathrm{d}t, \tag{782}$$

die sich entsprechend der Größe des Spaltquerschnitts Σ_{sp} je Volumeinheit des Brennstoffs in der Zeit t_B ereignen;

5. die während der Reaktoreinsatzzeit t_B je Gewichtseinheit Brennstoff entnommene Energie

$$A_B = \frac{\mathcal{E}_{\text{sp}}}{\varrho_B} \int_0^{t_B} \Sigma_{\text{sp}}(t)\,\Phi(t)\,\mathrm{d}t = \frac{\mathcal{E}_{\text{sp}}}{\varrho_B} S, \tag{783}$$

wobei ϱ_B die Dichte des Brennstoffs und $\mathcal{E}_{\text{sp}}$ die je Spaltung frei werdende Energie bedeuten.

Das Zeitintegral der Flußdichte eignet sich als Maß des Abbrandes zur Ermittlung der Einsatzdauer bei gegebener Flußdichte, während die Spaltungszahl S Rückschlüsse auf den Umfang der Strahlungsschäden zuläßt. Mit dem über die Abbranddauer ge-

*) Verfaßt von H. J. Brüchner und H. Kornbichler, Frankfurt.

mittelten Spaltquerschnitt Σ_{sp} ergibt sich die Beziehung

$$S = \overline{\Sigma}_{sp} \cdot \int_0^{t_B} \Phi(t)\, dt. \tag{784}$$

Sehr häufig wird der Abbrand nach Gl. (783) in Megawatt-Tagen (MWd) je Tonne Brennstoff angegeben, weil diese Einheit einen einfachen Zusammenhang zur Brennstoffausnützung U_B herstellt. Ein Abbrand von 1 kg Spaltstoff in 1 t Brennstoff, also $U_B = 1\,^0/_{00}$, entspricht einer Wärmeentnahme von 950 MWd/t oder rund 1000 MWd/t. Dies bestätigt man, indem man in Gl. (783) für $\mathcal{E}_{sp} = 3{,}7 \cdot 10^{-16}$ Wd/Spaltung (bei 200 MeV frei werdender Energie je Spaltung) einsetzt. Hiermit folgt ferner, daß 10^{20} Spaltungen/cm³ bei metallischem Uran 2000 MWd/t, bei Urandioxyd etwa 3700 MWd/t ergeben.

3.251 2 Umwandlungs- und Brutverhältnis

Ein Reaktor, in welchem aus dem im Brennstoff enthaltenen Brutstoff ein anderer Spaltstoff als der von Anfang an vorhandene erzeugt wird, heißt Konverter. Der Brennstoff eines Konverters ist nach einiger Betriebszeit mindestens ein Dreistoffsystem; er enthält den ursprünglichen, primären Spaltstoff, den Brutstoff und den neu erzeugten, sekundären Spaltstoff. Alle Natururan-Reaktoren sind Konverter, denn ihr Brennstoff besteht aus U^{235} als Primärspaltstoff, U^{238} als Brutstoff und dem im Betrieb gebildeten Pu^{239} als Sekundärspaltstoff.

Das Verhältnis der neu entstehenden zu den im selben Zeitraum verbrauchten Spaltstoffatomen wird Konversions- oder Umwandlungsverhältnis K genannt. K ändert sich während der Abbrandzeit. Nur am Anfang der Bestrahlung hat K die Bedeutung eines Verhältnisses von erzeugtem Sekundär- zu verbrauchtem Primärspaltstoff; später nimmt auch der Sekundärspaltstoff am Verbrauch teil.

Ein Reaktor, bei dem Primär- und Sekundärspaltstoff identisch sind und dessen Konversionsverhältnis größer oder gleich Eins ist, heißt Brutreaktor bzw. Brüter. Man spricht dann bei gleicher Definition vom Brutverhältnis bzw. der Brutausbeute G statt vom Umwandlungsverhältnis K. Der Eins übersteigende Betrag wird auch als Brutgewinn bezeichnet. Ein Beispiel für einen Brüter ist der schnelle Reaktor mit Plutonium-U^{238}-Elementen. Primärspaltstoff ist Pu^{239}; der aus U^{238} als Brutstoff erzeugte Sekundärspaltstoff ist ebenfalls Pu^{239}. G wird größer als Eins, wenn der Schwerpunkt des Neutronenspektrums bei genügend hoher Energie liegt.

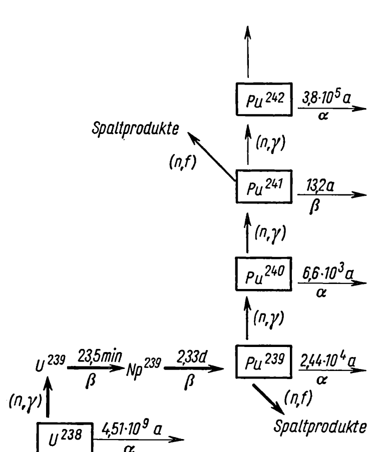
Ein weiterer in der Theorie der Brennstoffkreisläufe verwendeter Begriff ist die Produktivität π. Dies ist die Differenz der Erzeugungs- und Vernichtungsrate der Neutronen im gesamten Reaktor, bezogen auf das über das ganze Reaktorvolumen erstreckte Zeitintegral der Neutronenflußdichte. π errechnet sich aus

$$\pi(t) = \frac{\int dV [\bar{\nu}\, \Sigma_{sp}(\mathfrak{r}, t) - \Sigma_a(\mathfrak{r}, t)]\, \Phi(\mathfrak{r}, t) - \mathcal{L}[\Phi(\mathfrak{r}, t)]}{\dfrac{1}{t_B} \displaystyle\int_0^{t_B} dt \int dV\, \Phi(\mathfrak{r}, t)}\,;$$

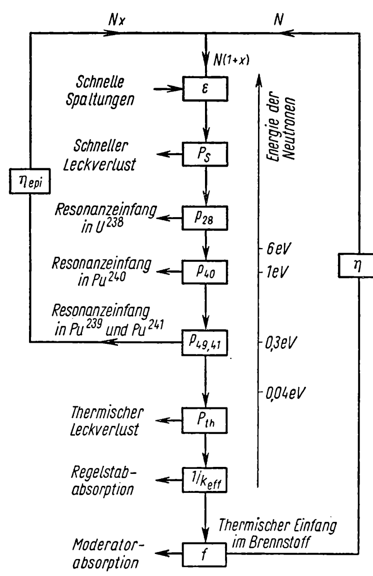
$\mathcal{L}[\Phi(\mathfrak{r}, t)]$ gibt die Anzahl der bei der Flußdichteverteilung $\Phi(\mathfrak{r}, t)$ je Zeiteinheit aus dem Reaktor entweichenden Neutronen an. π hat also die Dimension einer reziproken Länge im Gegensatz zur Reaktivität ϱ, die dimensionslos ist und als Neutronenüberschuß je verbrauchtem Neutron definiert wurde. Die Produktivität dient zur Formulierung der kritischen Bedingung, wenn die Ladung eines Reaktors aus Brennelementen besteht, die zu verschiedenen Zeitpunkten im Reaktor eingesetzt wurden.

3.252 Konzentrationsverlauf während des Abbrandes

Während des Abbrandes ändern sich die Konzentrationen der einzelnen Brennstoffbestandteile. In diesem Abschnitt werden Gleichungen aufgestellt, aus denen die Kon-



534.1 Der U-Pu-Zyklus. Nur die eingerahmten Isotope werden bei Aufstellung der Gleichungen für den Konzentrationsverlauf berücksichtigt. Die Strichstärken entsprechen der relativen Häufigkeit der betrachteten Ereignisse.



534.2 Der Neutronenkreislauf im U-Pu-Zyklus.

zentrationsverläufe der Brennstoffkomponenten als Funktion der integrierten Flußdichte bzw. der Spaltungszahl und damit auch der entnommenen Wärmemenge berechnet werden können.

3.2521 Der U-Pu-Zyklus

Brennstoff mit U^{238} als Brutstoff enthält gewöhnlich U^{235} als Spaltstoff, woraus durch Bestrahlung mit Neutronen U^{236} und Spaltprodukte entstehen. U^{238} wird durch Neutronenabsorption in Pu^{239} übergeführt, das teilweise in Pu^{240}, Pu^{241} und Pu^{242} umgewandelt wird. Bei der rechnerischen Behandlung des in Fig. **534.1** gezeigten U-Pu-Zyklus muß man die verschiedenen Komponenten erfassen und insbesondere berücksichtigen, daß die Plutonium-Isotope Resonanzstellen besitzen, die zwischen dem thermischen Energiebereich und der tiefsten Resonanz des U^{238} bei etwa 6 eV liegen, nämlich Pu^{239} und Pu^{241} bei 0,295 eV und Pu^{240} bei 1,0 eV.

Der Neutronenkreislauf in einem derartigen System ist in Fig. **534.2** dargestellt. Zu einem beliebigen Zeitpunkt mögen sich $N(1+x)$ schnelle Spaltneutronen im Reaktor befinden. x bezeichnet den Bruchteil der von epithermischen Pu^{239}- bzw. Pu^{241}-Spaltungen stammenden Neutronen. Diese unbekannte Größe wird wie folgt bestimmt. Nach Multiplikation von $N(1+x)$ mit dem Schnellspaltfaktor ε, dem schnellen Leckfaktor P_s und den Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeiten p_{28} und p_{40}[1]) für die hintereinander folgenden Resonanzgebiete von U^{238} und Pu^{240} ergibt sich die Anzahl der Neutronen, die auf die gemeinsame Resonanzstelle von Pu^{239} und Pu^{241} auftreffen. Dabei wird der Anteil $(1-p_{49,41})$ dem Neutronenkreislauf entzogen[2]), wobei durch Spaltung

$$\eta_{\text{epi}} = \frac{\bar{\nu}_{49}}{1+\alpha_{49}^{\text{epi}}} W_{49} + \frac{\bar{\nu}_{41}}{1+\alpha_{41}^{\text{epi}}} W_{41} \tag{785}$$

[1]) Der erste Index gibt die letzte Ziffer der Kernladungszahl an, der zweite Index die letzte Ziffer des Atomgewichts.

[2]) Die Berechnung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeiten p_{40} und $p_{49,41}$ wird unter der Annahme, daß sich die Resonanzgebiete nicht überlappen, behandelt bei Brüchner, H. J. u. Kornbichler, H., J. Nucl. Energy **5** (1957), 362.

schnelle Spaltneutronen je absorbiertem Neutron entstehen. W_{49} bzw. $W_{41} = 1 - W_{49}$ gibt die Wahrscheinlichkeit[1]) an, ob der Absorptionsprozeß entweder in Pu^{239} oder in Pu^{241} stattfindet.

Ferner bedeuten: $\bar{\nu}_{49}$ bzw. $\bar{\nu}_{41}$ die Anzahl der Spaltneutronen, die bei einer epithermischen Pu^{239}- bzw. Pu^{241}-Spaltung frei werden, und α_{49}^{epi} bzw. α_{41}^{epi} das über die Resonanzstelle gemittelte Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der beiden Pu-Isotope für Verlusteinfang und Spaltung. Nun gilt folgende Neutronenbilanz

$$N\,(1 + x)\,\varepsilon\,P_{\text{s}}\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,41})\,\eta_{\text{epi}} = N x, \tag{786a}$$

woraus der gesuchte Bruchteil x der durch epithermische Spaltungen entstandenen Spaltneutronen berechnet werden kann:

$$x = \frac{\varepsilon\,P_{\text{s}}\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,41})\,\eta_{\text{epi}}}{1 - \varepsilon\,P_{\text{s}}\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,41})\,\eta_{\text{epi}}}. \tag{786b}$$

Für die weiteren Betrachtungen wird die Anzahl der in das U^{238}-Resonanzgebiet eintretenden Neutronen benötigt. Man erhält hierfür

$$\bar{\nu}\,\Sigma_{\text{sp}}\,\Phi\,(1 + x)\,\varepsilon\,P_{\text{s}} = \bar{\nu}\,\Sigma_{\text{sp}}\,\Phi\,\zeta \tag{787}$$

mit

$$\bar{\nu}\,\Sigma_{\text{sp}} = \bar{\nu}_{25}\,\sigma_{\text{sp}\,25}\,N_v^{25} + \bar{\nu}_{49}\,\sigma_{\text{sp}\,49}\,N_v^{49} + \bar{\nu}_{41}\,\sigma_{\text{sp}\,41}\,N_v^{41} \tag{788}$$

und

$$\zeta = \frac{\varepsilon\,P_{\text{s}}}{1 - \varepsilon\,P_{\text{s}}\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,41})\,\eta_{\text{epi}}}. \tag{789}$$

Wie viele Neutronen die Resonanzstellen von Pu^{240} und von Pu^{239} bzw. Pu^{241} erreichen, ergibt sich aus Gl. (787) durch Multiplikation mit p_{28} bzw. $p_{28}\,p_{40}$.

Damit kann das Differentialgleichungssystem zur Bestimmung der Zeitabhängigkeit der auf die Brennstoffvolumeinheit bezogenen Atomzahlen $N_v{}^i$ der Brennstoffkomponenten U^{235} (N_v^{25}), U^{236} (N_v^{26}), U^{238} (N_v^{28}), Pu^{239} (N_v^{49}), Pu^{240} (N_v^{40}), Pu^{241} (N_v^{41}) und Pu^{242} (N_v^{42}) aufgestellt werden[2]). Ebenso läßt sich die Spaltungsrate $\mathrm{d}S/\mathrm{d}t$ je Volumeinheit als Funktion der Zeit angeben. In den Gleichungen treten folgende Glieder auf: Bei U^{235} und Pu^{242} gibt es nur eine thermische Verbrauchsrate, bei allen anderen Brennstoffkomponenten kommt noch eine epithermische Verbrauchsrate hinzu. Beim kurzlebigen Pu^{241} ist überdies der Verbrauch durch Beta-Zerfall zu berücksichtigen. Für alle aufgezählten Pu-Isotope ist sowohl die thermische als auch die epithermische Erzeugungsrate anzusetzen. Die Spaltungsrate setzt sich aus einem thermischen, epithermischen und schnellen[3]) Anteil zusammen.

---

[1]) Um die komplizierte Bestimmung von W_{49} und W_{41} zu vereinfachen, kann man sich mit folgender Abschätzung behelfen. Vernachlässigt man in den auf die Energieeinheit bezogenen Treffwahrscheinlichkeiten $W_{49}\,(E)$ und $W_{41}\,(E)$ die Energieabhängigkeit außerhalb der Resonanzstelle, so erhält man für die integrierten Treffwahrscheinlichkeiten

$$W_{49} = 1 - W_{41} = (\Sigma_{a\,49}^{\text{epi}}\,\Gamma_{49}^2)/(\Sigma_{a\,49}^{\text{epi}}\,\Gamma_{49}^2 + \Sigma_{a\,41}^{\text{epi}}\,\Gamma_{41}^2),$$

wobei $\Sigma_{a\,49}^{\text{epi}}$ bzw. $\Sigma_{a\,41}^{\text{epi}}$ die makroskopischen Wirkungsquerschnitte der Resonanzstelle und Γ_{49} bzw. Γ_{41} die Resonanzbreiten bezeichnen.

[2]) Hierzu s. auch: Ioffe, B. L., u. Okun, L. B., J. Nucl. Energy 4 (1957), 371.

[3]) Durch Aufstellung der Neutronenbilanz läßt sich zeigen, daß die Anzahl der schnellen Spaltungen von U^{238} gegeben ist durch

$$S_{28} = \bar{\nu}\,\Sigma_{\text{sp}}\,\frac{\varepsilon - 1}{\bar{\nu}_{28} - (1 + \alpha_{28}^{\text{s}})}\,\Phi,$$

wobei $\bar{\nu}_{28}$ gleich der Spaltneutronenausbeute bei schneller U^{238}-Spaltung und $\alpha_{28}^{\text{s}} = \sigma_{e\,28}^{\text{s}}/\sigma_{\text{sp}\,28}^{\text{s}}$ (s = schnell) ist.

Somit gilt:

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{25}}{\mathrm{d}t} = -N_v^{25}\,\sigma_{a\,25}\,\Phi,$$

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{26}}{\mathrm{d}t} = (N_v^{25}\,\sigma_{e\,25} - N_v^{26}\,\sigma_{a\,26})\,\Phi,$$

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{28}}{\mathrm{d}t} = -[N_v^{28}\,\sigma_{a\,28} + \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,(1 - p_{28})]\,\Phi, \tag{790}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{49}}{\mathrm{d}t} = [N_v^{28}\,\sigma_{a\,28} + \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,(1 - p_{28}) - N_v^{49}\,\sigma_{a\,49} - \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,\,41})\,W_{49}]\,\Phi,$$

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{40}}{\mathrm{d}t} = \left[N_v^{49}\,\sigma_{e\,49} + \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49;\,41})\,\frac{\alpha_{49}^{\mathrm{epi}}\,W_{49}}{1 + \alpha_{49}^{\mathrm{epi}}} - N_v^{40}\,\sigma_{a\,40} - \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,p_{28}\,(1 - p_{40})\right]\Phi$$

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{41}}{\mathrm{d}t} = [N_v^{40}\sigma_{a\,40} + \bar{\nu}\Sigma_{\mathrm{sp}}\zeta\,p_{28}(1 - p_{40}) - N_v^{41}\,\sigma_{a\,41} - \bar{\nu}\Sigma_{\mathrm{sp}}\zeta\,p_{28}\,p_{40}(1 - p_{49,\,41})W_{41}]\,\Phi - \lambda_{41}N_v^{41},$$

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{42}}{\mathrm{d}t} = \left[N_v^{41}\,\sigma_{e\,41} + \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,\,41})\,\frac{\alpha_{41}^{\mathrm{epi}}\,W_{41}}{1 + \alpha_{49}^{\mathrm{epi}}} - N_v^{42}\,\sigma_{a\,42}\right]\Phi;$$

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = \left\{\Sigma_{\mathrm{sp}} + \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\left[\zeta\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,\,41})\left(\frac{W_{49}}{1 + \alpha_{49}^{\mathrm{epi}}} + \frac{W_{41}}{1 + \alpha_{41}^{\mathrm{epi}}}\right) + \frac{\varepsilon - 1}{\bar{\nu}_{28} - (1 + \alpha_{28}^{\mathrm{s}})}\right]\right\}\Phi. \tag{791}$$

Dieses Gleichungssystem ist nicht linear, weil die Koeffizienten des Ausdrucks $\bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}$ [Gl. (788)] über die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeiten p_i und Treffwahrscheinlichkeiten W_i und über ζ von den gesuchten Atomzahlen $N_v{}^i$ selbst abhängen. Gln. (790) und (791) werden zweckmäßig numerisch mit Hilfe von programmgesteuerten Digital-Rechenmaschinen gelöst, indem man das Differentialgleichungssystem stückweise integriert und bei jedem Rechenschritt die Größen auf der rechten Seite konstant hält. Oft interessiert der Konzentrationsverlauf als Funktion der entnommenen Arbeit bzw. Spaltungszahl. In diesem Falle muß man das Gleichungssystem

$$\frac{\mathrm{d}N_v{}^i}{\mathrm{d}S} = \frac{\mathrm{d}N_v{}^i/\mathrm{d}t}{\mathrm{d}S/\mathrm{d}t} \tag{792}$$

integrieren. Anwendungsbeispiele hierzu werden im Abschn. 3.254 behandelt (s. Fig. **543.**1 und Fig. **544.**1).

Nach Gl. (790) ergibt sich für das Konversionsverhältnis

$$\mathsf{K} = \frac{N_v^{28}\,\sigma_{a\,28} + N_v^{40}\,\sigma_{a\,40} + \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,[(1 - p_{28}) + p_{28}\,(1 - p_{40})]}{N_v^{25}\,\sigma_{a\,25} + N_v^{49}\,\sigma_{a\,49} + N_v^{41}\,\sigma_{a\,41} + \bar{\nu}\,\Sigma_{\mathrm{sp}}\,\zeta\,p_{28}\,p_{40}\,(1 - p_{49,\,41})}. \tag{793}$$

Wenn zu Beginn des Reaktorbetriebs nur U^{235} und U^{238} vorhanden sind, erhält man hieraus das anfängliche Konversionsverhältnis

$$\mathsf{K}_0 = \frac{N_v^{28}\,\sigma_{a\,28}}{N_v^{25}\,\sigma_{a\,25}} + \frac{\bar{\nu}_{25}\,N_v^{25}\,\sigma_{\mathrm{sp}\,25}}{N_v^{25}\,\sigma_{a\,25}}\,\varepsilon\,P_{\mathrm{s}}(1 - p_{28}) = \frac{\Sigma_{a\,28}}{\Sigma_{a\,25}} + \eta_{25}\,\varepsilon\,P_{\mathrm{s}}(1 - p_{28}). \tag{794}$$

Um Näherungslösungen von Gl. (790) und Gl. (791) in analytischer Form zu erhalten, muß man folgende Annahmen machen:

1. Man ersetzt die Glieder, welche die epithermischen Einfang- und Spaltungsvorgänge beschreiben, indem man die thermischen Erzeugungs- und Verbrauchsraten entsprechend vergrößert. Dazu führt man sog. effektive Wirkungsquerschnitte[1][2])

[1]) So wird in folgenden Arbeiten vorgegangen: Lewis, W. B., AECL-187 (DL-21), AECL-188 (DL-28) (1955). — Spinrad, B. I., Carter, J. C., u. Eggler, C., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 125, P/835. — Fenning, F. W., u. Syrett, J. J., Naples/UK/1, Monte Faito Symposium, European Atomic Energy Society, Mai 1956. — Benedict, M., u. Pigford, Th. H., 57-NESC-41 (1957), 2nd Nucl. Eng. Sci. Conference in Philadelphia, März 1957.

[2]) Größenordnung v. $\sigma_{a\,40}^{\mathrm{eff}} = 1200$ barn nach Stoughton, R. W., u. Halperin, J., Nucl. Sci. Eng. **2** (1957), 481.

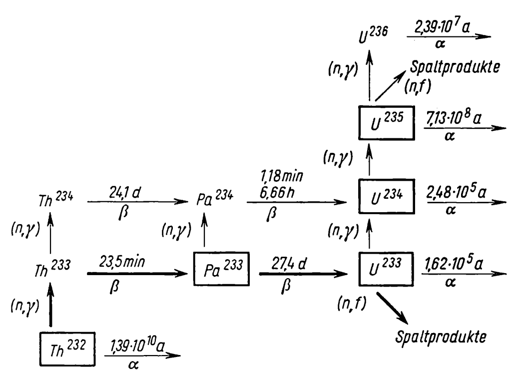
ein, wie z. B.

$$\sigma_{e49}^{\text{eff}} = \sigma_{e49} + \bar{\nu}\Sigma_{\text{sp}}\zeta p_{28}p_{40}(1 - p_{49,41})\frac{\alpha_{49}^{\text{epi}}}{1+\alpha_{49}^{\text{epi}}}\frac{W^{49}}{N_v^{49}} \text{ und } \sigma_{a40}^{\text{eff}} = \sigma_{a40} + \frac{\bar{\nu}\Sigma_{\text{sp}}\zeta}{N_v^{40}}p_{28}(1 - p_{40}),$$

so daß
$$\frac{dN_v^{40}}{dt} = (N_v^{40}\sigma_{e49}^{\text{eff}} - N_v^{40}\sigma_{a40}^{\text{eff}})\,\Phi.$$

Für das weitere vernachlässigt man die Konzentrationsabhängigkeit dieser effektiven Wirkungsquerschnitte.

2. Sofern die thermische Flußdichte Φ wesentlich größer als $\lambda_{41}/\sigma_{a41}^{\text{eff}} = 1{,}3 \cdot 10^{14}$ Neutronen/cm²s ist, läßt man den Beta-Zerfall von Pu^{241} außer acht. Falls diese Bedingung nicht erfüllt ist, treten die Beta-Zerfallsprozesse in wirksame Konkurrenz mit dem Pu^{241}-Verbrauch durch Neutronenabsorption; dann setzt man in den Gln. (790) $\Phi = \text{const}$ an Stelle von $\lambda_{41} N_v^{41} = 0$.



537.1 Der Th-U-Zyklus. Nur die eingerahmten Isotope werden bei Aufstellung der Gleichungen berücksichtigt. Die Strichstärken entsprechen der relativen Häufigkeit der betrachteten Ereignisse.

3. Eine weitere Vereinfachung wird erreicht, wenn man N_v^{23} als konstant betrachtet.

Unter den genannten Voraussetzungen ergeben sich die gesuchten Konzentrationsverläufe als Funktion des Zeitintegrals der Flußdichte. Die Lösungen haben die Form:

$$N_v{}^i = \sum_j A_{ij} \exp\left[-\sigma_{aj}\int_0^{t_B}\Phi\,dt\right].$$

Sie werden besonders bei den schwereren Pu-Isotopen sehr umfangreich, weshalb auf ihre Wiedergabe verzichtet wird[1]).

3.252 2 Der Th-U-Zyklus

Nach dem in Fig. **537.1** gezeigten Th-U-Zyklus entsteht der neue Spaltstoff U^{233} aus Th^{232} über die Zwischenstufe Pa^{233}, welche eine relativ lange Halbwertszeit von 27,4 Tagen und einen verhältnismäßig großen Absorptionsquerschnitt besitzt (Größenordnung $\sigma_{a13}^{\text{eff}} = 140$ barn nach Halperin[2])). Das Differentialgleichungssystem für die Konzentrationen der in einem reinen Th-U-Brüter vorhandenen Brennstoffkomponenten Th^{232} (N_v^{02}), Pa^{233} (N_v^{13}), U^{233} (N_v^{23}) und U^{234} (N_v^{24}) lautet:

$$\begin{aligned}\frac{dN_v^{02}}{dt} &= -[N_v^{02}\sigma_{a02} + \bar{\nu}\Sigma_{\text{sp}}\zeta(1 - p_{02})]\,\Phi,\\ \frac{dN_v^{13}}{dt} &= [N_v^{02}\sigma_{a02} + \bar{\nu}\Sigma_{\text{sp}}\zeta(1 - p_{02}) - N_v^{13}\sigma_{a13}]\,\Phi - \lambda_{13}N_v^{13},\end{aligned} \tag{795}$$

[1]) Die Ergebnisse von Beispielen hierzu s.: Lewis, W. B., Genf. Ber. 1955, Bd. **3**, S. 3, P/4. — Jaffey, A. H., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 204.
[2]) Halperin, J., u. a., Nucl. Sci. Eng. **1** (1956), 1.

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{23}}{\mathrm{d}t} = \lambda_{13} N_v^{13} - [N_v^{23}\, \sigma_{a\,23} + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, p_{02} p_{24} (1 - p_{23})]\, \Phi, \tag{795}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_v^{24}}{\mathrm{d}t} =$$

$$= \left[N_v^{23}\, \sigma_{e\,23} + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, p_{02}\, p_{24} (1 - p_{23}) \frac{\alpha_{23}^{\mathrm{epi}}}{1 + \alpha_{23}^{\mathrm{epi}}} + N_v^{13}\, \sigma_{a\,13} - N_v^{24}\, \sigma_{a\,24} - \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, p_{02} (1 - p_{24})\right] \Phi.$$

In diesen Gleichungen ist die epithermische Neutronenabsorption in den tiefsten Resonanzstellen von U^{234} bei etwa 5 eV ($\sigma_{a\,24}^{\mathrm{epi}} \cong 16\,000$ barn) und von U^{233} bei etwa 1,8 und 2,2 eV ($\sigma_{a\,23}^{\mathrm{epi}} \cong 1000$ barn) enthalten; ferner bedeuten jetzt

$$\bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}} = \bar{\nu}_{23}\, \sigma_{\mathrm{sp}\,23}\, N_v^{23}, \tag{796}$$

$$\zeta = \frac{\varepsilon\, P_{\mathrm{s}}}{1 - \varepsilon\, P_{\mathrm{s}}\, p_{02}\, p_{24} (1 - p_{23})\, \eta_{\mathrm{epi}}} \tag{797}$$

und

$$\eta_{\mathrm{epi}} = \frac{\bar{\nu}_{23}}{1 + \alpha_{23}^{\mathrm{epi}}}. \tag{798}$$

Im Fall eines Th-U-Konverters treten neben den aufgeführten Brennstoffbestandteilen auch die Komponenten des U-Pu-Zyklus auf. Folglich kommt zu Gl. (795) das vollständige Differentialgleichungssystem Gl. (790) und Gl. (791) mit einer Reihe von Abänderungen hinzu. Da der U^{238}-Gehalt eines Th-U-Konverters gewöhnlich niedrig ist, werden Pu^{239} und die höheren Pu-Isotope nur sehr langsam gebildet, so daß darauf verzichtet werden kann, die epithermische Neutronenabsorption in Pu^{239} und den Aufbau der höheren Pu-Isotope zu berücksichtigen. Dann ist Gl. (795) durch folgendes Gleichungssystem zu ergänzen:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}N_v^{25}}{\mathrm{d}t} &= [N_v^{14}\, \sigma_{a\,24} + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, p_{02}'\, p_{28} (1 - p_{24}) - N_v^{25}\, \sigma_{a\,25}]\, \Phi, \\
\frac{\mathrm{d}N_v^{26}}{\mathrm{d}t} &= [N_v^{25}\, \sigma_{e\,25} - N_v^{26}\, \sigma_{a\,26}]\, \Phi, \\
\frac{\mathrm{d}N_v^{28}}{\mathrm{d}t} &= -[N_v^{28}\, \sigma_{a\,28} + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, p_{02}' (1 - p_{28})]\, \Phi, \\
\frac{\mathrm{d}N_v^{49}}{\mathrm{d}t} &= [N_v^{28}\, \sigma_{a\,28} + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, p_{02}' (1 - p_{28}) - N_v^{49}\, \sigma_{a\,49}]\, \Phi.
\end{aligned} \tag{799}$$

Die Spaltungsrate beträgt

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = \left[N_v^{23}\, \sigma_{\mathrm{sp}\,23} + N_v^{25}\, \sigma_{\mathrm{sp}\,25} + N_v^{49}\, \sigma_{\mathrm{sp}\,49} + \frac{\bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta}{1 + \alpha_{23}^{\mathrm{epi}}}\, p_{28}\, p_{02}'\, p_{24} (1 - p_{23})\right] \Phi. \tag{800}$$

Nunmehr tritt an die Stelle von Gl. (796)

$$\bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}} = \bar{\nu}_{23}\, \sigma_{\mathrm{sp}\,23}\, N_v^{23} + \bar{\nu}_{25}\, \sigma_{\mathrm{sp}\,25}\, N_v^{25} + \bar{\nu}_{49}\, \sigma_{\mathrm{sp}\,49}\, N_v^{49}. \tag{801}$$

Weil sich die Resonanzbereiche von U^{238} (6 bis 190 eV) und von Th^{232} (20 bis 80 eV) überlappen, muß man p_{02}, die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit für Thorium bei fehlendem Uran durch ein korrigiertes p_{02}' ersetzen, während man für U^{238} in guter Näherung das ungestörte p_{28} beibehalten kann. Über die Berechnung des p_{02}' liegen keine Veröffentlichungen vor; deshalb muß man sich mit der Näherung $p_{02}' \cong p_{02}$ behelfen.

Außerdem sind auf der rechten Seite von Gl. (795) die Größen $(1 - p_{02}')$, $(1 - p_{23})$ und $(1 - p_{24})$ mit dem zusätzlichen Faktor p_{28} zu versehen. Für die Auflösung der beiden komplizierten Systeme Gl. (795) und Gl. (799) gilt dasselbe wie für Gl. (790) (s. S. 536).

Für das Umwandlungsverhältnis ergibt sich

$$\mathsf{K} = \frac{\dfrac{\lambda_{13} N_v^{13}}{\Phi} + N_v^{24}\, \sigma_{a\,24} + N_v^{25}\, \sigma_{a\,28} + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, [p_{02}'\, p_{28} (1 - p_{24}) + p_{02}' (1 - p_{28})]}{N_v^{23}\, \sigma_{a\,23} + N_v^{25}\, \sigma_{a\,25} + N_v^{49}\, \sigma_{a\,49} + \bar{\nu}\, \Sigma_{\mathrm{sp}}\, \zeta\, p_{02}'\, p_{28}\, p_{24} (1 - p_{23})}. \tag{802}$$

3.253 Beschickungsverfahren

Da die Neutronenflußdichte Φ im Reaktor stark nach außen abfällt und die Abbrandgeschwindigkeit proportional zu Φ ist, hängt der Abbrand jedes einzelnen Brennelements davon ab, an welcher Stelle des Reaktors es sich während seiner Einsatzzeit befunden hat. Der Abbrand kann demnach in gewissen Grenzen gesteuert werden, wenn man die Brennelemente zu verschiedenen Zeiten gegen neue auswechselt und während ihrer Einsatzdauer umsetzt. Diese Überlegung führt zur Aufstellung folgender Beschickungspläne für den Brennstoffdurchsatz im Reaktor:

a) Vollständiges, einmaliges Austauschen mit kontinuierlichem Umsetzen;

b) teilweises, kontinuierliches Austauschen ohne Umsetzen;

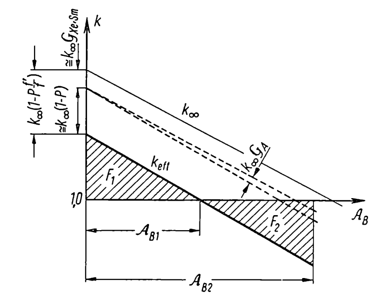
c) teilweises, kontinuierliches Austauschen mit kontinuierlichem Umsetzen;

d) vollständiges, einmaliges Austauschen ohne Umsetzen.

Die angegebenen Beschickungsverfahren sind nach dem Schwierigkeitsgrad bei Berechnung des neutronenökonomisch erreichbaren Abbrandes geordnet.

3.253 1 Vollständiges, einmaliges Austauschen mit kontinuierlichem Umsetzen

Ein einheitlicher Abbrand läßt sich erzielen, wenn man den gesamten Brennstoffeinsatz am Ende jeder Bestrahlungsperiode vollständig gegen einen neuen Einsatz auswechselt und während der Reaktorbetriebsperiode die Brennelemente mehrmals umsetzt, so daß alle Elemente aus Zonen hoher Flußdichte in Zonen niedriger Flußdichte gelangen und umgekehrt. Idealisiert man den beschriebenen Beschickungsplan dadurch, daß man die Brennelemente bei Betrieb alle Flußdichtezonen des Reaktors kontinuierlich durchwandern läßt, so genügt es, die Bestrahlungsgeschichte eines einzigen Brennelements zu verfolgen, weil voraussetzungsgemäß der Abbrandzustand am Ende der Betriebsperiode für alle Elemente gleich sein muß.



539.1 Zur Bestimmung des neutronenökonomisch erreichbaren Abbrandes bei folgenden Beschickungsverfahren:
a) vollständiges, einmaliges Auswechseln mit kontinuierlichem Umsetzen,
b) teilweises, kontinuierliches Auswechseln ohne Umsetzen.

In Fig. **539.1** ist der jeweilige Abbrandzustand durch den Wert von k_{eff} für ein endliches Gitter aus lauter gleichmäßig bestrahlten Brennelementen beschrieben und gegen die entnommene Wärmemenge A_B aufgetragen. k_∞ wurde zur Vereinfachung als Gerade gezeichnet, was dann zutrifft, wenn die Erzeugungs- und Verbrauchsraten der Spaltstoffe konstant wären (gilt also insbesondere nicht am Anfang der Bestrahlungsperiode von Natururan-Elementen). Durch Leckverlust verringert sich k_∞ um $k_\infty(1-P)$. Die Anwesenheit der Spaltprodukte Xe^{135} und Sm^{149} im Gleichgewicht verlangt eine ständige Reaktivitätsreserve von $k_\infty(1-f'/f) = k_\infty G_{Xe,Sm}$, die um $k_\infty G_A$ wegen aller anderen Spaltprodukte zu erhöhen ist, deren Konzentration linear mit dem Abbrand A_B zunimmt (f' = thermische Nutzung mit Vergiftung). Folglich hat die für k_{eff} erhaltene Kurve einen Abstand zu k_∞ von

$$k_\infty - k_{eff} = k_\infty(1 - Pf'/f) \cong k_\infty(1-P) + k_\infty(1-f'/f) \cong k_\infty(1-P) + k_\infty(G_{Xe,Sm} + G_A),$$

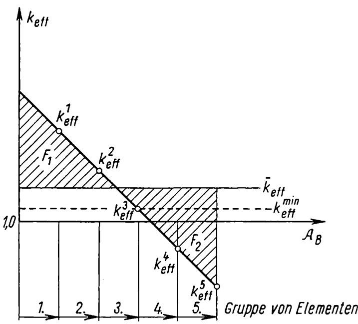
der mit zunehmender Spaltungszahl größer wird. Welcher Abbrand A_B sich nach dem beschriebenen Beschickungsverfahren erreichen läßt, ergibt sich aus dem Schnittpunkt der wirklichen k_{eff}-Kurve mit der Geraden $k_{eff} = 1$. Die Fläche F_1 ist angenähert ein Maß für den während der Abbranddauer A_{B1} erzeugten Neutronenüberschuß, der in den Regelstäben abgefangen werden muß. Um den Neutronenüberschuß genau zu bestimmen, muß man an Stelle der Reaktivität ϱ die Produktivität π gegen den Abbrand A_B auftragen (s. Definition von π auf S. 533).

3.253 2 Teilweises, kontinuierliches Austauschen ohne Umsetzen

Vom Standpunkt der Neutronenökonomie ist es besser, die überschüssigen Neutronen aus den neuen Brennelementen zur Verlängerung der Abbranddauer der alten Elemente zu verwenden, statt sie nutzlos in den Regelstäben zu verlieren. Dies erreicht man, wenn man nur einen Teil der alten Brennelemente gegen neue Elemente auswechselt, so daß auf jedes Brennelement mit negativer Neutronenproduktivität ein Element mit gleich hoher positiver Produktivität kommt.

Das angegebene Beschickungsverfahren läßt sich einfacher übersehen, wenn man darauf verzichtet, die Brennelemente während ihrer Einsatzzeit umzusetzen. Zur Ermittlung des erreichbaren Abbrandes faßt man benachbarte Elemente derart in Zonen zusammen, daß jede Zone je ein Element jedes möglichen Abbrandzustandes enthält. Idealisiert man den Beladungsplan durch eine kontinuierliche Beschickung des Reaktors, so kann man den Abbrand so weit ausdehnen, bis die in Fig. **539.**1 eingezeichneten Flächen F_1 und F_2 gleich groß werden, d. h. $\mathcal{A}_{B2} = 2\,\mathcal{A}_{B1}$. Der Reaktor würde dann über die gesamte Abbranddauer bei vollständig herausgezogenen Regelstäben ständig mit $k_{\text{eff}} = 1$ gefahren werden.

Da man die Brennelemente nicht kontinuierlich auswechseln kann, kommen in jeder Zone mehrere Elemente mit gleichem Abbrandzustand vor. In Fig. **540.**1 ist der Fall dargestellt, daß jeweils ein Fünftel aller in einer Zone vorhandenen Elemente durch neue ersetzt wird. Den Multiplikationsfaktor k_{eff} der gesamten betrachteten Zone erhält man, indem man über die fünf Multiplikationsfaktoren k_{eff}^1 bis k_{eff}^5 aller fünf Gruppen von Elementen mit gleicher Bestrahlungsgeschichte mittelt. Der Mittelwert $\bar{k}_{\text{eff}}$ darf einen Minimalwert $k_{\text{eff}}^{\text{min}}$ von k_{eff} nicht unterschreiten; $\bar{k}_{\text{eff}}$ muß größer als 1 sein, weil der Reaktor eine gewisse Reaktivitätsreserve für den laufenden Reaktorbetrieb benötigt. Das muß auch für die Endwerte von k_{eff}^1 bis k_{eff}^5 unmittelbar vor jeder Auswechselung gelten. Diese Forderung bestimmt den maximal möglichen Abbrand $\mathcal{A}_B{}^{\text{max}}$, wie Fig. **540.**1 verdeutlicht. Bei dieser Abbildung wurde vorausgesetzt, daß für ein Einzelelement der Konzentrationsverlauf der Brennstoffkomponenten und damit der Verlauf des Multiplikationsfaktors unabhängig vom Beladungszustand der übrigen Zonen ist.



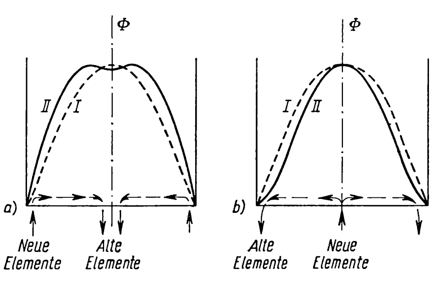
540.1 Zur Bestimmung des neutronenökonomisch erreichbaren Abbrandes bei diskontinuierlicher Teilauswechselung ohne Umsetzen.

Weil bei dem beschriebenen Beschickungsplan die Elemente während ihrer Einsatzdauer nicht umgesetzt werden, ist die Auswechselzeit je nach Neutronenflußdichte verschieden. Der unterschiedliche Auswechselrhythmus erschwert nur dann die Abschätzung des maximal möglichen $\mathcal{A}_B$, wenn der Reaktor bei jedem Elementwechsel stillgelegt werden muß und aus betrieblichen Gründen die Teilauswechselung in allen Reaktorzonen zugleich vorgenommen wird. Dann wird die Anzahl der in jeder Zone auszuwechselnden Elemente um so größer sein, je näher die betreffende Zone dem Reaktorzentrum, also dem Gebiet höchster Flußdichte, ist. Man gewinnt eine Abschätzung von $\mathcal{A}_B{}^{\text{max}}$ nach der sicheren Seite, d. h. einen zu kleinen Wert von $\mathcal{A}_B{}^{\text{max}}$, wenn man nur die Brennelementzone im Reaktorzentrum selbst betrachtet.

3.253 3 Teilweises, kontinuierliches Austauschen mit kontinuierlichem Umsetzen

Bei den bisher untersuchten Beschickungsverfahren war zu jedem Zeitpunkt die Brennstoffzusammensetzung entweder homogen über den gesamten Reaktor (Verfahren a)) oder nur periodischen Schwankungen innerhalb entsprechend kleiner Zonen unterworfen (Verfahren b)). Deshalb konnte man bei Berechnung der Flußdichte den Reaktorkern als eine einzige homogene Schicht behandeln.

Die Flußdichteverteilung, die sich bei Verfahren a) oder b) einstellt, ist manchmal unerwünscht. Sie läßt sich aber beeinflussen, wenn man die Brennelemente nicht nur kontinuierlich auswechselt, sondern auch noch nach einem geeigneten Plan während jeder Einsatzzeit umsetzt. Wird ein möglichst flacher Flußdichteverlauf, also ein möglichst großer Wert für das Verhältnis von mittlerer zu maximaler Flußdichte und damit eine Erhöhung der Reaktorleistung angestrebt, muß man entsprechend Fig. **541.1** a die neuen Brennelemente in die äußeren Reaktorschichten einsetzen und im Verlauf ihrer Bestrahlung durch häufiges Umsetzen allmählich in das Reaktorzentrum bringen. Die Abflachung der Flußdichte im Inneren des Reaktors hat einen steileren Flußdichteabfall gegen den Reaktorrand und damit einen größeren Neutronenleckverlust als sonst zur Folge.



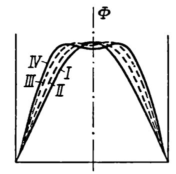
541.1 Schematische Darstellung des Flußdichteverlaufs bei kontinuierlicher Teilauswechselung: a) für eine homogene Brennstoffzusammensetzung, b) bei kontinuierlichem Umsetzen der Brennelemente in Pfeilrichtung.

Will man jedoch den Leckverlust möglichst gering halten, braucht man die Brennelemente nur in entgegengesetzter Richtung durch den Reaktor zu führen (s. Fig. **541.1** b).

Um den nach diesem Beschickungsplan maximal möglichen Abbrand zu bestimmen, muß man sich die Teilerneuerung und die Umsetzung der Brennelemente wiederum kontinuierlich vorstellen. Dabei wird sich nach einer gewissen Anlaufzeit eine stationäre Flußdichteverteilung im Reaktor einstellen. Deren Berechnung, welche die größten Schwierigkeiten bereitet, wird am besten mit Hilfe von Widerstandsnetzwerken vorgenommen. Ist der Flußdichteverlauf bekannt, kann man genauso wie bei Verfahren b) vorgehen.

3.253 4 Vollständiges, einmaliges Austauschen ohne Umsetzen

Vom Standpunkt des Reaktorbetriebs ist es am einfachsten, nach Ablauf der Bestrahlungszeit den gesamten Brennstoffeinsatz des Reaktors ohne vorheriges zwischenzeitliches Umsetzen der Brennelemente auf einmal auszuwechseln. Hinsichtlich der Bestimmung des neutronenökonomisch erreichbaren Abbrandes kommt jedoch, verglichen mit dem letzten Beschickungsverfahren, der erschwerende Umstand hinzu, daß es jetzt keine stationäre Flußdichteverteilung mehr gibt. In Fig. **541.2** ist schematisch dargestellt, wie sich der Flußdichteverlauf auf Grund verschiedener Abbrandgeschwindigkeit während der Brennstoffeinsatzdauer ändert. Nur am Anfang der Bestrahlungsperiode, solange nämlich die Brennelemente noch eine annähernd einheitliche Zusammensetzung haben, darf man den Reaktorkern als eine homogene Schicht ansehen. Die jeweils vorhandene Flußdichteverteilung kann bei diesem Beschickungsplan nur mit Hilfe der Stellung der Regelstäbe beeinflußt werden, sofern dies mit der Bedingung $k_{\text{eff}} = 1$ verträglich ist.



541.2 Schematische Darstellung der Deformation des Flußdichteverlaufs infolge unterschiedlicher Abbrandgeschwindigkeit (I: Anfangszustand; IV: Endzustand).

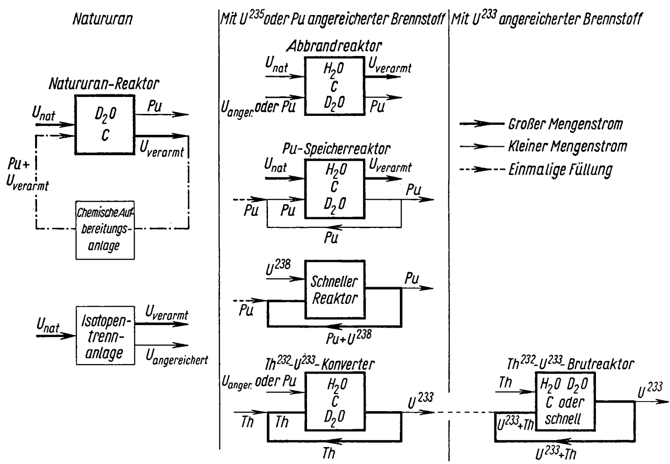
3.254 Mögliche Brennstoffkreisläufe

In Fig. **542.1** sind in drei vertikalen Spalten die Verfahren dargestellt, die mit folgenden Brennstoffarten durchgeführt werden können: a) Natururan, b) Brennstoff mit U^{235}- und/oder Pu^{239}-Anreicherung, c) Brennstoff mit U^{233}-Anreicherung.

Der Aufbau der Fig. **542.1** erfolgte nach chronologischen Gesichtspunkten:

Um einen der eingetragenen Prozesse[1]) in Gang setzen bzw. in Betrieb halten zu können, muß eine Anlage der links benachbarten Spalte arbeiten und die benötigten Spaltstoffe liefern.

Zunächst muß mit natürlichem Uran als dem einzigen in der Natur vorkommenden Kernbrennstoff begonnen werden. Dieses kann entweder in einer Isotopentrennanlage mit dem Spaltstoff U^{235} angereichert oder als Brennstoff für thermische Reaktoren



542.1 Mögliche Brennstoffkreisläufe.

verwendet werden. Im zweiten Fall entsteht durch Konversion des U^{238} der künstliche Spaltstoff Plutonium, dessen Abtrennung vom bestrahlten, im U^{235} verarmten Uran auf chemischem Wege möglich ist.

Nach Durchführung eines der beiden Verfahren steht angereicherter bzw. reiner Kernbrennstoff zur Verfügung, um einen der in Spalte 2 aufgeführten Brennstoffkreisläufe für folgende Reaktoren zu betreiben: 1. den Abbrandreaktor, 2. den Plutonium-Speicherreaktor als Sonderfall des Abbrandreaktors, 3. den schnellen Plutonium-Brutreaktor, 4. den thermischen Thorium-U^{233}-Konverter.

Das im zuletzt genannten Reaktor entstehende U^{233} kann dazu dienen, den in der 3. Spalte von Fig. **542.1** aufgeführten thermischen Thorium-U^{233}-Brutreaktor mit dem zur Erstbeschickung benötigten Spaltstoff auszurüsten.

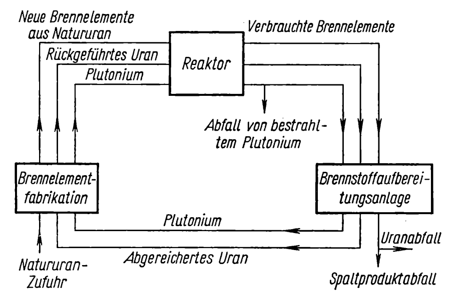
Nach diesem Überblick sollen die Eigenschaften der einzelnen Verfahren diskutiert werden, wobei vor allem auf ihren gegenseitigen Zusammenhang bezüglich Spaltstoffüberschuß bzw. Spaltstoffbedarf einzugehen ist.

3.254 1 Natururan-Reaktoren mit Plutonium-Rückführung

Für Natururan-Reaktoren kommen nur schweres Wasser oder Graphit als Moderator in Betracht. Die vollständige Spaltung der in 1 t Natururan enthaltenen 7,14 kg U^{225} würde eine Wärmemenge von etwa 7000 MWd freisetzen. Praktisch kann aber nur

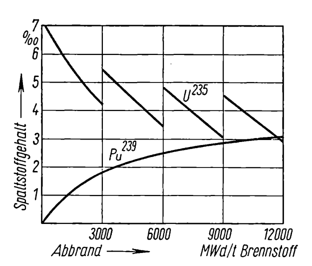
[1]) Im folgenden interessiert weiter nicht, nach welchem der im letzten Abschnitt beschriebenen Beschickungspläne der Brennstoffdurchsatz im Reaktor vorgenommen wird.

ein Abbrand von etwa 3000 bis 5000 MWd/t erzielt werden, weil dann entweder die Elemente durch Strahlenwirkung mechanisch zerstört sind oder der Reaktor wegen der eingetretenen Spaltstoffverarmung nicht mehr kritisch ist. Ein Teil dieser Energie entstammt bereits dem erzeugten Pu^{239}, z. B. bei 3000 MWd/t rund 20 %. Nach dem vorstehend angegebenen Abbrand ist der U^{235}-Gehalt im Uran auf etwa 4,2 ‰ gesunken, während zugleich etwa 1,8 ‰ Pu^{239} aufgebaut werden. Dieses Plutonium kann nach der chemischen Abtrennung zum Start bzw. zum Betrieb jener Reaktoren dienen, die in Fig. **542.1** in Spalte 2 aufgeführt sind.



543.1 Fließdiagramm bei Pu-Rückführung in Natururan-Reaktoren.

Eine weitere Verwendungsmöglichkeit des Plutoniums ist ebenfalls in Fig. **542.1** dargestellt. Es ist dies die Rückführung in den Natururan-Reaktor zum Zwecke der Verlängerung der möglichen Abbranddauer. Dabei kann man entweder nur das Plutonium zurückführen und das Natururan lediglich einmal in den Reaktor einsetzen oder — wenn die Strahlungszerstörung die Einsatzdauer begrenzen würde — Plutonium zusammen mit einem Teil des bereits bestrahlten, verarmten Urans und mit Natururan wieder in den Reaktor einsetzen. In beiden Fällen kann etwa die gleiche Energie je Tonne Natururan entnommen werden[1]). Fig. **543.1** zeigt ein Fließdiagramm für diesen Brennstoffzyklus. In Fig. **543.2** ist der Konzentrationsverlauf der Spaltstoffe (in einem Natururan-Reaktor) bei Rückführung des Pu und eines Teiles des verarmten Urans gezeigt. In diesem Falle wird nach Verfahren a) von Abschn. 3.253 1 der ganze Reaktor jeweils auf einmal beschickt.



543.2 Verlauf der U^{235}- und Pu^{239}-Konzentration bei einem Natururan-Reaktor mit Pu-Rückführung.

Am Ende der ersten Bestrahlungsperiode ist der U^{235}-Gehalt auf 4,3 ‰ abgesunken, zugleich haben sich 1,8 ‰ Pu^{239} gebildet. Durch Mischen von frischem Natururan mit einem Teil des auf 4,3 ‰ U^{235}-Gehalts verarmten Urans wird eine U^{235}-Konzentration von 5,5 ‰ erreicht, die zusammen mit den 1,8 ‰ Pu^{239} den Reaktor für weitere 3000 MWd/t kritisch werden läßt. Nun wird Periode um Periode jeweils das Pu^{239} und ein Teil des verarmten Urans zurückgeführt und mit frischem Natururan gemischt. Nach vier Perioden hat man sich dem Gleichgewichtszustand weitgehend genähert. Nach jeder Periode sind nun etwa 2,8 ‰ Pu^{239} und etwa $^3/_4$ des verarmten Urans zurückzuführen. Die Zumischung von $^1/_4$ Natururan am Ende einer jeden Periode hebt die U^{235}-Konzentration von 3,5 ‰ auf 4,5 ‰, was zusammen mit den 2,8 ‰ Pu^{239} für eine Bestrahlungsperiode von 3000 MWd/t ausreicht. Dem Natururan wird auf diese Weise eine Energie von etwa $3000/{}^1/_4 = 12\,000$ MWd/t entnommen[2]).

Wenn man das Plutonium in der beschriebenen Weise zur Verbesserung des Natururan-Abbrandes verwendet, begibt man sich jedoch der Möglichkeit, die in der 2. Spalte von Fig. **542.1** aufgeführten Reaktortypen zu bauen, sofern keine Isotopentrennanlage

[1]) Bei Rückführung eines Teils des verarmten Urans ist die Reaktivitätsbilanz etwas günstiger, weil die Spaltproduktgifte bei der Rückführung entnommen werden.

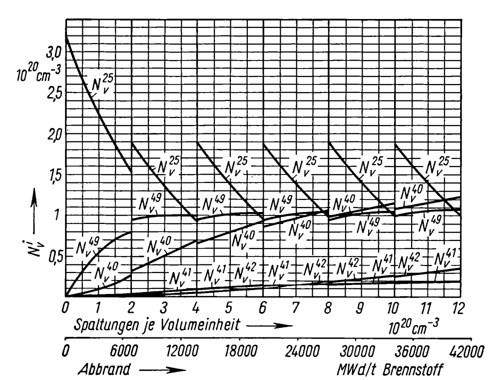
[2]) Hierzu s. Lewis, W. B., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 3, P/4, AECL-265 (DL-19) (1955) und AECL-285 (DR-18) (1956). — Dunworth, J. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 14, P/403. — Rae, H. K., 57-NESC-102 (1957), 2nd Nucl. Eng. Sci. Conference in Philadelphia, März 57.

zur Beschaffung der ersatzweise erforderlichen U^{235}-Anreicherung vorhanden ist. Während bei der Erzeugung eines kg Pu^{239} in einem Natururan-Reaktor eine thermische Energie von etwa 1700 MWd frei wird, muß zur Abtrennung eines kg U^{235} eine thermische Energie von 150 bis 400 MWd je nach Anreicherung und Trennverfahren aufgewendet werden[1]). Einem kg U^{235} können nur etwa 800 MWd thermischer Energie direkt entnommen werden, wobei weitere 2000 bis 3000 MWd indirekt über die Konversion von U^{238} in Pu^{239} frei werden. Damit müssen etwa 20 bis 50 % der direkt wiederzugewinnenden Energie vorher bei der Isotopentrennung aufgewendet werden. Wird das dabei erzeugte Plutonium wieder voll verwendet, so sinkt dieser Anteil auf etwa 5 bis 15 %.

Reaktoren mit angereichertem Brennstoff bieten eine größere Freizügigkeit hinsichtlich der Auswahl der Reaktormaterialien und Reaktorkonstruktion; so kann z. B. normales Wasser Verwendung finden. Beim Abbrandreaktor macht man davon im allgemeinen in der Weise Gebrauch, daß man die Anreicherung ohne Rücksicht auf die Brennstoffbeschaffung so hoch legt, daß der Reaktor bei der gewählten Konstruktion die gewünschte Abbranddauer hinsichtlich Reaktivität durchsteht. Der zum Betrieb dieses Reaktors erforderliche angereicherte Brennstoff muß dabei ständig von einer Trennanlage (U^{235}) oder von Natururan-Reaktoren (Pu^{239}) bezogen werden.

3.254 2 Thermische Reaktoren mit angereichertem Uran — Abbrand- und Speicherreaktor

Einen Sonderfall des Abbrandreaktors stellt der Plutonium-Speicherreaktor dar. Bei ihm ist der Bezug angereicherten Brennstoffes nur zum Start notwendig. Später kann der Reaktor mit Natururan allein versorgt werden. Beim Pu-Speicherprinzip besteht der Reaktorkern aus Natururan zuzüglich einer Plutoniummenge, die nicht größer als die Gleichgewichtsmenge sein darf. Letztere errechnet sich mit Gl. (790) zu etwa 3,5 bis 4 ‰ aus der Bedingung, daß die (nahezu) konstante Pu^{239}-Erzeugung gleich sein muß dem (von der Pu-Konzentration abhängigen) Pu-Verbrauch. Der Abbrand des Pu^{239}-U_{nat}-Reaktorkerns erfolgt nun ganz auf Kosten des im U_{nat} enthaltenen U^{235}, weil die Pu^{239}-Menge nur zunehmen oder höchstens konstant bleiben kann. Am Ende einer Bestrahlungsperiode wird das Plutonium zusammen mit frischem Natururan wieder in den Reaktor eingesetzt. Der Unterschied zwischen dem Pu-Speicherreaktor und dem bereits besprochenen Natururan-Reaktor mit Plutoniumrückführung ist folgender:



544.1 Verlauf der Konzentration der Brennstoffkomponenten bei einem Plutonium-Speicherreaktor.

Beim Natururan-Reaktor dient das zurückgeführte Plutonium zur Vergrößerung der maximal dem Uran zu entnehmenden Wärmemenge. Der Reaktor muß dabei aber ganz nach den strengen Bedingungen für Natururan-Reaktoren, die sich aus dem geringen Spaltstoffgehalt ergeben, ausgelegt werden. Beim Pu-Speicherreaktor dagegen

[1]) Über den Leistungsbedarf von Isotopentrennanlagen vgl. 2.344.

ist die maximal zu gewinnende Wärmemenge je Tonne Natururan geringer, dafür wird die Spaltstoffkonzentration (U^{235} und Pu^{239}) stets höher gehalten als in Natururan, so daß man eine gewisse Freizügigkeit in der Reaktorkonstruktion gewinnt und dadurch nach der ersten Brennstoffausrüstung nur noch Natururan für die weitere Versorgung benötigt. Fig. **544.**1 zeigt als Beispiel einen möglichen Konzentrationsverlauf bei einem Pu-Speicherreaktor, der mit U^{235}-Anreicherung gestartet wird und sich den Pu-Einsatz selbst erzeugt.

Dem Beispiel von Fig. **544.**1 liegt ein Graphitreaktor mit keramischen Brennelementen und hohem Kühlgasdruck — also kleinen Kernabmessungen — zugrunde. Der Reaktor benötigt 1,1% U^{235}-Anfangsanreicherung, um einen Abbrand von 7500 MWd/t bei Beschickungsverfahren b) (vgl. 3.253) durchstehen zu können.

3.254 3 Der Schnelle Reaktor

Kennzeichnend für den Schnellen Reaktor[1]), der an dritter Stelle in der zweiten Spalte von Fig. **542.**1 aufgeführt ist, sind großer Spaltstoffeinsatz, aber geringe Spaltstoffausnutzung. Wie lange man den Reaktor mit Vollast betreiben muß, bis sich sein Spaltstoffeinsatz verdoppelt hat (Verdoppelungszeit), hängt vor allem vom Brutverhältnis, von der Brennstoffbelastung und auch etwas vom erzielbaren Abbrand ab.

Das Brutverhältnis G ist definiert als Verhältnis von erzeugten zu verbrauchten Spaltstoffatomen. Erweitert man dieses Verhältnis so, daß im Nenner der Quotient Spaltstoffverbrauch je Pu^{239}- oder U^{235}-Spaltung und im Zähler der Quotient erzeugte Spaltstoffatome (oder zur Spaltstofferzeugung verfügbare Neutronen) je Pu^{239}- oder U^{235}-Spaltung steht, dann kann dieses Verhältnis unmittelbar angeschrieben werden:

$$\mathsf{G} = \frac{\bar{\nu} - 1 - \alpha - \mathcal{V} - \mathcal{L} + \mathcal{F}(\bar{\nu}' - 1)}{1 + \alpha}. \tag{803}$$

Dabei ist $\bar{\nu}$ die Anzahl der je Pu^{239}- oder U^{235}-Spaltung frei werdenden schnellen Spaltneutronen, α das Verhältnis von Verlust- zu Spalteinfang, $\mathcal{L}$ der Leckverlust je Pu^{239}- oder U^{235}-Spaltung, $\mathcal{V}$ der Neutronenverlust im Konstruktionsmaterial je Pu^{239}- oder U^{235}-Spaltung, $\mathcal{F}$ die Anzahl der U^{238}-Spaltungen je Pu^{239}- bzw. U^{235}-Spaltung und $\bar{\nu}'$ die Anzahl der je U^{238}-Spaltung frei werdenden Neutronen.

Bei einem Abbrand $\mathcal{A}_B$ wird nach Abschn. 3.251 1 der Bruchteil $(\mathcal{A}_B/\mathrm{MWd/t}) \cdot (10^{-3}/950)$ des Brennstoffs gespalten. Damit ergibt sich der Brutgewinn (Pu-Nettoerzeugung je Brennstoffgewicht-Einheit und Einsatzperiode) zu

$$\mathsf{b} = \frac{\mathcal{A}_B}{\mathrm{MWd/t}} \cdot \frac{10^{-3}}{950} \cdot (1 + \alpha)(\mathsf{G} - 1). \tag{804}$$

Von diesem Brutgewinn ist noch der Verlust während der chemischen Abtrennung bzw. Wiederaufarbeitung der Elemente abzuziehen. Ist der Gewichtsanteil des Pu im Brennstoff $\mathcal{N}_{\mathrm{Pu}}$ und der darauf bezogene Verlust v_{Pu}, so bleibt als effektiver Brutgewinn je Gewichtseinheit Brennstoff und Einsatzperiode

$$\mathsf{b}_{\mathrm{eff}} = \frac{\mathcal{A}_B}{\mathrm{MWd/t}} \cdot \frac{10^{-3}}{950} \cdot (1 + \alpha)(\mathsf{G} - 1) - v_{\mathrm{Pu}} \mathcal{N}_{\mathrm{Pu}}. \tag{805}$$

Aus wirtschaftlichen Gründen muß man bei jedem Leistungsreaktor eine möglichst hohe Spaltstoffbelastung (kW_{el}/kg Spaltstoff) anstreben. Beim schnellen Brutreaktor bedeutet dies, daß wegen der gedrängten Bauweise und der hohen Anreicherung eine außerordentlich große Leistungsdichte $\mathcal{N}_v$ mit entsprechend großer Heizflächenbelastung zur Anwendung kommen muß. Man hofft etwa $\mathcal{N}_v = 1000\,\mathrm{kW_{th}/l}$ erreichen zu können. Berücksichtigt man, daß nur etwa ein Drittel des Reaktorkerns aus Brennstoff besteht, so ergibt sich mit $\varrho_B = 18\,\mathrm{kg/l}$ eine Brennstoffbelastung von etwa $\mathcal{N}_B = 150\,\mathrm{kW_{th}/kg}$ Brennstoff. Die Einsatzdauer t_B der Brennelemente ist der Quotient

[1]) Hierzu s.: Zinn, W. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 198, P/814.

aus Abbrand $\mathcal{A}_B$ und Brennstoffbelastung $\mathcal{N}_B$:

$$t_B = \frac{\mathcal{A}_B}{\mathcal{N}_B}. \tag{806}$$

Die Verdoppelungszeit T_2 für den Plutoniumeinsatz errechnet sich nun aus der Formel

$$T_2 = t_B \cdot \frac{N_{\text{Pu}}}{\mathsf{b}_{\text{eff}}} = \frac{\mathcal{A}_B}{\mathcal{N}_B} \cdot \frac{N_{\text{Pu}}}{1{,}05 \cdot 10^{-6} \frac{\text{t}}{\text{MWd}} \cdot \mathcal{A}_B (1+\alpha)(\mathsf{G}-1) - v_{\text{Pu}} \cdot N_{\text{Pu}}}. \tag{807}$$

Die Verdoppelungszeit T_2 soll für zwei Beipiele berechnet werden, wobei in einem Falle mehr optimistische, im anderen Falle mehr pessimistische Annahmen zugrunde gelegt werden. Die Plutoniumanreicherung des Kerns betrage $26\,^0/_0$ ($N_{\text{Pu}} = 0{,}26$), das Brutverhältnis sei $\mathsf{G} = 1{,}6$ bzw. $\mathsf{G} = 1{,}5$. Da es fraglich erscheint, ob die in Verbindung mit schnellen Reaktoren oft genannten hohen Abbrandzahlen wegen der Strahlungszerstörung des Materials tatsächlich erreicht werden, soll neben $\mathcal{A}_B = 13\,000$ MWd/t auch mit $\mathcal{A}_B = 6500$ MWd/t gerechnet werden. Der Verlust bei der chemischen Aufarbeitung betrage $v_{\text{Pu}} = 0{,}5\,^0/_0$ bzw. $v_{\text{Pu}} = 1\,^0/_0$. Setzt man die genannten Zahlen in die vorstehend aufgeführten Formeln ein, so bekommt man als effektiven Brutgewinn $\mathsf{b}_{\text{eff}} = (13\,000/950)\,(1 + 0{,}2)\,(1{,}6 - 1) \cdot 10^{-3} - 0{,}005 \cdot 0{,}26 = 0{,}0098 - 0{,}0013 = 0{,}0085$ kg Pu/kg Brennstoff. Im ungünstigeren Fall erhält man statt dessen $\mathsf{b}_{\text{eff}} = 0{,}0015$ kg Pu/kg Brennstoff. Bei einer Brennstoffbelastung von $\mathcal{N}_B = 150\,\text{kW}_{\text{th}}/\text{kg}$ wird damit die Einsatzdauer $t_B = 13\,000/150 \cong 87$ Tage (bzw. 43,5 Tage), also die Verdoppelungszeit $T_2 = 2660$ Tage $= 7{,}3$ Vollastjahre (bzw. 20,6 Vollastjahre).

Um längere Betriebspausen zu vermeiden, muß ein zweiter vollständiger Satz von Brennelementen des Reaktorkerns zur Auswechslung gegen die abgebrannte Erstladung vorhanden sein. Es ist daher zur Beurteilung der Bruteigenschaften zweckmäßiger, die Verdoppelungszeit der Spaltstoffinvestition im gesamten Brennstoffkreislauf anzugeben, der Reaktor, Aufbereitungsanlage und Brennstofflager umfaßt. Die im vorstehenden Beispiel berechneten Ergebnisse für T_2 müssen demnach noch verdoppelt bzw. verdreifacht werden.

3.254 4 Der thermische Thorium-Konverter bzw. -Brüter

Das letzte in Fig. **542.1** Spalte 2 dargestellte Verfahren betrifft den thermischen Th-U^{233}-Konverter[1]). Dieser Reaktor enthält Thorium als Brutstoff und U^{235} oder Pu^{239} als Spaltstoff. In Anbetracht des relativ hohen Wirkungsquerschnittes von Th^{232} muß der Brennstoff selbst bei Verwendung von D_2O oder Graphit als Moderator etwa 1,5 bis $2{,}5\,^0/_0$ Spaltstoff enthalten. Wird hierzu Uran von niedriger Anreicherung verwendet, so stört das U^{238} in mehrfacher Hinsicht erheblich. Zunächst wird infolge Neutronenabsorption in U^{228} Plutonium gebildet und damit die gewünschte Th^{232}-U^{233}-Konversionsrate verschlechtert. Darüber hinaus liegt am Ende der Bestrahlungsperiode ein chemisch nicht trennbares Gemisch von U^{233}-U^{235}-U^{238} vor, das als Primärspaltstoff für einen thermischen Th^{232}-U^{233}-Brutreaktor bei zu hohem U^{238}-Gehalt nicht verwendet werden kann, weil damit ein Brutverhältnis $\mathsf{G} > 1$ nicht mehr zu erzielen ist.

Um trotz niedriger U^{235}-Anreicherung zu vermeiden, daß das erzeugte U^{233} durch U^{238} zu stark verunreinigt wird, könnte man im Th^{232}-U^{233}-Konverter Brutstoff Th^{232} und Primärspaltstoff U^{235} (mit dem unerwünschten U^{238}) getrennt anordnen. Diese Maßnahme liefert zwar ein U^{238}-freies U^{233}, bedeutet aber, daß der Reaktor zunächst nur mit einem sehr kleinen Bruchteil seiner Nennlast betrieben werden kann, weil die Th^{232}-Elemente am Anfang keine Leistung abgeben.

Steht U^{233} aus einem Th^{232}-U^{233}-Konverter zur Verfügung, so kann damit ein thermischer Brutreaktor auf Th^{232}-Basis betrieben werden. In Fig. **542.1** ist dieser Reaktor in der 3. Spalte eingetragen. Natürlich kann auch ein geeignet ausgelegter Th^{232}-U^{233}-Konverter nach anfänglichem Konverterbetrieb später als Brutreaktor betrieben werden.

---

[1]) s. Dunworth, J. V., Progress in Nuclear Energy, Bd. VIII, Economics, London 1956, S. 273 bis 275.

3.3 Reaktormeßtechnik*)

Unter dem Begriff „Reaktormeßtechnik“ fassen wir diejenigen Experimente zusammen, die uns die für den neutronischen Teil der Reaktorberechnung nötigen grundlegenden und abgeleiteten kernphysikalischen Daten liefern. Es handelt sich hierbei insbesondere um die Auffindung und Untersuchung der kritischen Faktoren η, ε, p, f, und $P = 1/[1 + B^2(\bar{\tau} + L^2)]$, deren Kenntnis für die Berechnung der kritischen Größe notwendig ist. Es gibt zwei Wege, die zu diesen Größen führen: Der eine bedient sich der in 3.22 hergeleiteten einfachen Formeln, in die man die Materialkonstanten und die Geometriegrößen einzusetzen hat. Die Auffindung dieser neutronenphysikalischen Materialkonstanten, zu denen wir die mikroskopischen Daten (Wirkungsquerschnitte, Resonanzparameter) und die makroskopischen Daten (Diffusionslänge, Transportweglänge, Moderationsfläche usw.) zählen, wird in 3.31 besprochen. Der andere, in 3.32 dargestellte Weg führt zu den kritischen Faktoren auf mehr oder weniger direktem Wege durch Untersuchungen an einer zu diesem Zweck aufgebauten unterkritischen Reaktorstruktur. Bei diesem Verfahren ist die Zuverlässigkeit und die Genauigkeit der Ergebnisse höher, da keinerlei vereinfachende Annahmen der Theorie (z. B. der Diffusionstheorie) und auch nicht die mangelhaften Kenntnisse über gewisse Kerndaten eingehen. Bei der Durchsicht von Daten, die gemessene und berechnete Werte vergleichen, stellt man fest, daß Abweichungen in den kritischen Faktoren meist unter 2 % liegen. Im Hinblick auf die erforderliche Genauigkeit ist zu bedenken, daß insbesondere für große Reaktoren, bei denen k_∞ sehr nahe an 1 liegt, eine Genauigkeit in dieser Zahl von einigen Zehntel Prozent nötig ist, um die kritische Größe mit einer solchen von einigen Prozent zu erhalten: Sie ist nämlich, wie man der kritischen Gleichung entnimmt, proportional zu $1/(k_\infty - 1)^{1/2}$.

Bei der Errichtung eines Reaktors wird man also zunächst mit den obengenannten Formeln die ökonomischste Struktur auswählen, in einem fortgeschrittenen Stadium eventuell höhere Näherungen der Boltzmann-Gleichung heranziehen und schließlich dann an den unterkritischen Versuchen, wie sie beschrieben werden sollen, genaueren und sichereren Aufschluß über die zu erwartende kritische Größe erhalten. Die genaueste Aussage hierüber entnimmt man schließlich aus dem Exponentialversuch (s. 3.33). Bei der Berechnung von schnellen Reaktoren werden großenteils ähnliche Experimente wie beim thermischen Reaktor durchgeführt, ihre Beschreibung erfolgt in 3.34.

Als Neutronenquellen dienen bei den Experimenten meist Forschungsreaktoren; unter Umständen erfüllen auch andere Quellen, z. B. RaBe-Quellen, und Beschleuniger mit DD- und DT-Reaktionen (letztere insbesondere für dynamische Diffusionsversuche) ihren Zweck. Die notwendigen Neutronenflußdichten betragen nach Mummery[1]) mindestens 10^9 Neutronen/cm^2 s für Messungen von Neutronenspektren, 10^7 n/cm^2 s für die Messung von Spaltungsausbeuten (bei der Bestimmung von ε, α u. dgl.), 10^5 n/cm^2 s für die Messung von Flußverteilungen in Reaktorstrukturen und 10^4 n/cm^2 s für Exponentialversuche, die man deshalb oft mit den relativ schwachen RaBe-Quellen ausführen kann.

3.31 Bestimmung der geometrieunabhängigen Größen

3.311 Flußdichtemessung in der Reaktormeßtechnik

Von wenigen Ausnahmen abgesehen, werden in der Reaktormeßtechnik als Meßgrößen nur die Neutronenflußdichte und der Neutronenstrom benötigt. Dabei kommt man meist mit Relativmessungen aus. Die Flußdichtemessung geschieht einerseits mit Zählrohren unter Ausnutzung der Reaktionsprodukte der (n, α)-Reaktionen (im Borzählrohr) oder der (n, sp)-Reaktionen (im Spaltungszählrohr), deren Beschreibung bereits an anderer Stelle erfolgt ist (s. 1.4). Andererseits mißt man Flußdichten durch die Aktivierung geeigneter Substanzen, die man in Form von dünnen Folien bestrahlt und an denen man nachher die induzierte Beta- oder Gamma-Aktivität als Maß für die Flußdichte bestimmt. Diese nunmehr zu besprechende Folien- oder Indikatormeßtechnik ist der Zählrohrflußdichtemessung oft überlegen, vor allem dann, wenn es sich

*) Verfaßt von T. Springer, München.

[1]) Mummery, P. W., Br. J. Appl. Phys., Suppl. **5** (1956), 27.

um eine genaue Ortsdefinition bei der Flußdichtebestimmung oder um Messungen an schwerzugänglichen Stellen handelt (s. auch 3.6).

Wir werden im folgenden bei der Flußdichtemessung drei Arten von Flußdichten zu unterscheiden haben: a) Die thermische Flußdichte setzt sich aus Neutronen zusammen, die nahezu im thermischen Gleichgewicht mit den Moderatoratomen stehen und gemäß einer Maxwell-Boltzmann-Funktion mit einer wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $v_0 = 2200$ m/s (entsprechend $E_{\text{th}} = 0{,}0253\ e\text{V}$) über die Energie verteilt sind (zur Kritik des Begriffs „Neutronentemperatur" s. 3.313 3.) b) Für eine Energie von rund 0,2 eV geht die spektrale Verteilung der thermischen Neutronen in eine $\text{d}E/E$-Verteilung über. Die Flußdichte in diesem Bereich, den man willkürlich von 0,4 eV, der sog. Cadmiumgrenze, an zählt, nennt man epithermische oder Resonanzflußdichte. c) Daran schließt sich, wenn man weiter über den 100 keV-Bereich hinausgeht, der Bereich der schnellen Flußdichte an, in dem sich auf die Spektralverteilung bereits die Verteilung der schnellen Spaltungsneutronen direkt auswirkt. Die thermische Flußdichte Φ_{th} gibt man integriert über das Maxwell-Boltzmann-Spektrum von $E = 0$ bis $E = 0{,}4\ e\text{V}$ an, die Resonanzflußdichte Φ_{res} je 1/e-Intervall (e = Basis des log nat)[1]). Die Messung der schnellen Flußdichte, die beim thermischen Reaktor keine große Rolle spielt, verschieben wir auf den Abschnitt über Schnelle Reaktoren und besprechen hier nur die Messung von thermischen und epithermischen Flußdichten. Die meßtechnische Unterscheidung zwischen beiden geschieht durch die Verwendung eines Cadmiumfilters, das für Neutronenenergien oberhalb etwa 0,4 eV gut transparent, für solche darunter indessen (bei einer Dicke von 0,5 bis 1 mm) praktisch völlig absorbierend ist. Es mißt demnach ein cadmiumumhüllter Detektor nur die Resonanzflußdichte, ein unbedeckter die Resonanz- und die thermische Flußdichte gleichzeitig. Das Verhältnis der Detektorzählraten Z nennt man Cadmiumverhältnis:

$$C = Z\,(\text{ohne Cd})/Z\,(\text{mit Cd}) = 1 + Z_{\text{th}}/Z_{\text{res}}. \quad (1)$$

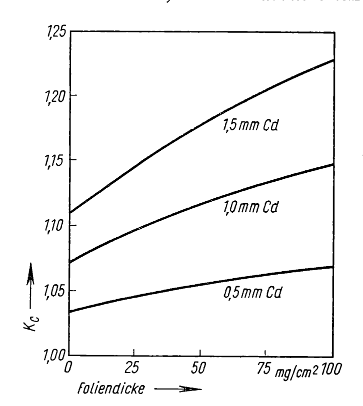
Die Differenz beider Zählraten gibt die Zählrate aus der thermischen Aktivierung allein und damit die Maßzahl für die thermische Flußdichte,

$$Z_{\text{th}} = Z\,(\text{ohne Cd}) - Z\,(\text{mit Cd})\,K_{\text{Cd}}, \quad (2)$$

wobei die Größe K_{Cd} die geringe Absorption der Resonanzneutronen in der Cadmium-Hülle berücksichtigt[2]). Fig. **548.**1 zeigt K_{Cd} für verschiedene Dicken des Cadmiumfilters bei einem Indium-Resonanzdetektor. Die Sättigungszählrate aus der thermischen Aktivierung ist gegeben durch

$$Z_{\text{th}} = \mathfrak{F}\,V\,\Phi_{\text{th}}\,\sigma_{a(\text{th})}\,N_v, \quad N_v = \varrho\,\mathsf{L}/\mathsf{A}. \quad (3)$$

Dabei bedeuten ϱ die Dichte, A das Atomgewicht, V das Volumen des Detektors; L ist die Loschmidt-Konstante und $\sigma_{a(\text{th})}$ der über das thermische Neutronenspektrum gemittelte Aktivierungsquerschnitt[3]). Bei den sog. $1/v$-Absorbern hängt dieser wie $1/v \sim 1/\sqrt{E}$ von



548.1 Das Verhältnis von Aktivierung einer unbedeckten zur Aktivierung einer cadmiumbedeckten Indiumfolie, K_{Cd}, dargestellt in Abhängigkeit von der Dicke des Cadmiumfilters und der Dicke der Indiumfolie (experimentell). — Nach Tittle, C. W., Nucleonics **9**, Nr. 1 (1951), 60.

[1]) Das bedeutet also eine Flußdichte in einem Energiebereich von 1 bis 2,72 eV, 10 bis 27,2 eV usw.

[2]) Tittle, C. W., Nucleonics **9**, Nr. 1 (1951), 60. — Kunstadter, J. W., Phys. Rev. **78** (1950), 484. — Meister, H., Z. Naturforsch. **10a** (1955), 669.

[3]) Aktivierungs- und Absorptionswirkungsquerschnitt sind nicht notwendig gleich, weil nicht jede Absorption zu einem radioaktiven Isotop führt. Wir verwenden jedoch im folgenden für beide die gleiche Bezeichnung. Eine umfangreiche Zusammenstellung s. Neutron Cross-Sections, Hughes, D. J., Harvey, J. A., AECU-2040, London 1955.

der Geschwindigkeit v bzw. von der Energie E ab. Damit ergibt sich

$$\sigma_{a(\mathrm{th})} = \int \Phi(v)\,\sigma_a(v)\,\mathrm{d}v \Big/ \int \Phi(v)\,\mathrm{d}v = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\sigma_a(E_{\mathrm{th}}) = 0{,}886\,\sigma_a(E_{\mathrm{th}}).$$

$\sigma_a(E_{\mathrm{th}}) = \sigma_a$ (2200 m/s) ist der üblicherweise tabellierte Wert für die wahrscheinlichste Neutronengeschwindigkeit bei Zimmertemperatur. Für die wenigen Absorber, die vom $1/v$-Gesetz abweichen, setzt man

$$\sigma_{a(\mathrm{th})} = f\,\sigma_a(E_{\mathrm{th}})\,\frac{\sqrt{\pi}}{2}, \tag{4}$$

wobei f ein empirischer Korrektionsfaktor ist. $\mathfrak{F}$ ist ein Zahlenfaktor, der die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß ein zerfallender Kern im Zählrohr tatsächlich einen Impuls auslöst. Für die Zählrate aus der Resonanzaktivierung erhält man andererseits

$$Z_{\mathrm{res}} = \mathfrak{F}\,V\,K_{\mathrm{Cd}}\,\Phi_{\mathrm{res}}\,N_v \int_{0{,}4\,\mathrm{eV}}^{\infty} \sigma_a(E)\,\mathrm{d}E/E. \tag{5}$$

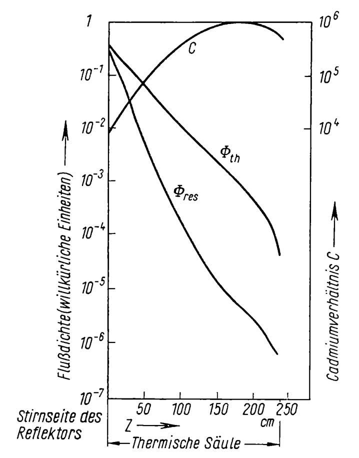
Das Integral wird als **Resonanzintegral** bezeichnet. Seine Berechnung und Messung ist in 3.315 beschrieben. Falls die Dicke des Detektorvolumens größer ist als die freie Absorptionsweglänge im betreffenden Material, dann ist an seine Stelle das sog. **effektive Resonanzintegral** zu setzen (s. 3.234). Unter Verwendung der obigen Gleichungen erhält man für das Cadmiumverhältnis schließlich den Ausdruck

$$C = 1 + \Phi_{\mathrm{th}}\,\sigma_{a(\mathrm{th})}/K_{\mathrm{Cd}}\,\Phi_{\mathrm{res}} \int_{0{,}4\,eV}^{\infty} \sigma_a(E)\,\mathrm{d}E/E. \tag{6}$$

Für eine räumlich gleichmäßige Quellverteilung mit der Quelldichte q (Neutronen/cm³ s) in einem homogenen Moderator ist

$$\Phi_{\mathrm{res}} = q/\xi\,\Sigma_s \quad \text{und} \quad \Phi_{\mathrm{th}} = q/\Sigma_{aM}, \qquad \text{somit} \quad \Phi_{\mathrm{th}}/\Phi_{\mathrm{res}} = \xi\,\Sigma_s/\Sigma_{aM}, \tag{7}$$

wobei $\xi\Sigma_s$ die Moderationsgüte und Σ_{aM} den makroskopischen thermischen Einfangquerschnitt des Moderators bedeuten (s. 3.225). Für einen heterogenen Reaktor tritt anstelle von Σ_{aM} der mittlere Reaktoreinfangquerschnitt $\overline{\Sigma}_a$ (s. 3.324).



549.1 Resonanzflußdichte und thermische Flußdichte im Graphit der thermischen Säule des Argonne-Reaktors in willkürlichen Einheiten. Φ_{res} fällt etwa wie e^{-z/λ_s}, Φ_{th} wie $e^{-z/L_{11}}$ ab (s. 3.313). C ist das Cadmiumverhältnis für einen $1/v$-Detektor. Die Abnahme von C an der Stirnseite der thermischen Säule folgt aus der Einstreuung schneller Neutronen von außen. — Nach Hughes, D. J., Pile Neutron Research, Addison Wesley Publ. Comp., Cambridge 1953.

In vielen neutronenphysikalischen Untersuchungen braucht man thermische Flußdichten, die eine möglichst geringe Beimengung an Resonanzflußdichte besitzen. Als Maß für die „Reinheit“ der thermischen Flußdichte gibt man üblicherweise das experimentell leicht bestimmbare Cadmiumverhältnis an (meist für einen $1/v$-Detektor). Macht man die **thermische Säule** (s. 3.6) eines Reaktors hinreichend lang, so kann man auf Kosten der Flußdichte für das Cadmiumverhältnis jeden gewünschten Wert erzielen. Es ist z. B. im Innern des Brookhaven-Piles $C = 30$ bei einer Flußdichte von etwa $4 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm² s; in einem Kanal, der 30 cm tief in das Innere des Graphitreflektors eingegraben ist, erhält man $C = 3000$ bei einer Flußdichte von $4 \cdot 10^{11}$ Neutronen/cm² s[1]). Die Verhältnisse in der thermischen Säule des Argonne-Reaktors zeigt Fig. **549.1**.

[1]) Hughes, D. J., Pile Neutron Research, Cambridge 1953.

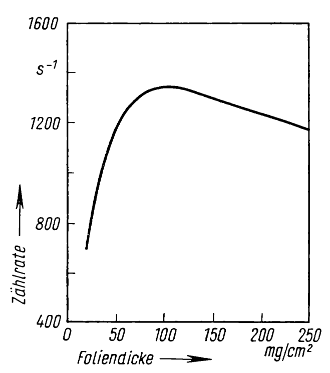
Nach der Größe von $\sigma_{a(\text{th})}/\int\limits_{0,4\,eV}^{\infty}\sigma_a(E)\,\mathrm{d}E/E$ unterscheiden wir drei Typen von Detektoren: a) Detektoren, die vorzugsweise der Messung der thermischen Flußdichte dienen. Sie haben eine Einfangresonanz nahe der thermischen Energie, im epithermischen Bereich dagegen einen relativ geringen Einfangquerschnitt und somit ein sehr hohes Cadmiumverhältnis (Dysprosium mit $C \approx 100$ im Graphitreaktor). Das bringt den Vorteil mit sich, daß man in vielen Fällen den Resonanzeinfang vernachlässigen und damit bei der thermischen Flußdichtemessung die Cadmiumvergleichsmessung einsparen kann. b) Ausgeprägte Resonanzdetektoren, die im Resonanzbereich eine isolierte hohe Absorptionsresonanz und somit ein großes Resonanzintegral, d. h. ein kleines C besitzen (z. B. Indium mit $C < 10$ im Graphitreaktor). c) Reine $1/v$-Detektoren, die weder im thermischen noch im epithermischen Bereich Resonanzen aufweisen und bei denen der Absorptionsquerschnitt durch die Beziehung

$$\sigma_a = \sigma_a(E_{\text{th}})\sqrt{E_{\text{th}}/E} \tag{8}$$

gegeben ist. Hier kann man das Resonanzintegral ausrechnen, und es ist

$$\int\limits_{0,4\,eV}^{\infty}\sigma_a\,\mathrm{d}E/E = \sigma_a(E_{\text{th}})/2. \tag{9}$$

(Hierbei ist $C \approx 30$ im Graphitreaktor. Der Wirkungsquerschnitt z. B. von Cu gehorcht dem $1/v$-Gesetz sehr genau). Die Zahl derjenigen Elemente, die einen hohen thermischen Absorptionsquerschnitt bzw. eine ausgeprägte Einfangresonanz mit einer bequemen Halbwertszeit verbinden, ist verhältnismäßig gering. Aus der Vielzahl der Elemente des Periodischen Systems kommen praktisch nur die wenigen in Tab. **551.1** zusammengestellten für die Meßtechnik in Betracht.



550.1 Gemessene Aktivität einer durch thermische Neutronen aktivierten Indiumsonde, abhängig von ihrer Dicke. — Nach Tittle, C. W., Nucleonics 8, Nr. 6 (1951), 5.

Bei der Durchführung von Folienmessungen ist noch folgendes zu beachten: Da bei Foliensätzen die Dicke herstellungstechnisch bedingt etwas schwankt, muß man häufig eine halbempirische Dickenkorrektur für die Aktivität anbringen[1]). Die Aktivität einer Indiumsonde in Abhängigkeit von der Dicke zeigt Fig. **550.1** Die Abnahme der Aktivität für große Dicken rührt von der Störung der Flußdichte in der Umgebung der Sonde her. Die optimale Dicke beträgt etwa 100 mg/cm². Bei Messungen mit Foliensätzen soll der gegenseitige Folienabstand mehrere Diffusionsweglängen (L) betragen, damit eine Beeinflussung zu vernachlässigen ist. Die Störung der Neutronendichte durch eine Sonde des Durchmessers $2R$, des Absorptionsquerschnitts Σ_a und der Dicke D beträgt im Abstand z von deren Oberfläche[2])

$$\frac{n_0 - n(z)}{n_s} = \frac{3\Sigma_a D\, L}{2\lambda_{tr}}\,\mathrm{e}^{-z/L} \quad \text{für} \quad R \gg L. \tag{10}$$

Der Index 0 bezieht sich dabei auf die ungestörte Neutronendichte, s auf deren Wert an der Sondenoberfläche; λ_{tr} ist die Transportweglänge im Diffusionsmedium. Die Aktivitäten von Folienvorder- und -rückseite unterscheiden sich bei dickeren Sonden an Stellen, wo ein Flußgradient herrscht, um mehrere Prozent. Dieser Unterschied kann, wie theoretisch gezeigt wurde[3]), als Maß für den Neutronenstrom ausgewertet werden. Um die Flußdichte zu erhalten, muß man das Mittel aus beiden Aktivitäten bilden.

---

[1]) Tittle, C. W., Nucleonics **8**, Nr. 6 (1951), 5.

[2]) Vigon, M. A., Wirtz, K., Z. Naturforsch. **9a** (1954), 286. — Thompson, M. W., J. Nucl. Energy **2** (1956), 286.

[3]) Bothe, W., Z. Phys. **120** (1943), 437. — Vigon, M. A., Z. Naturforsch. **8a** (1953), 727.

Wie wir gesehen haben, geschieht die Messung thermischer Flußdichten durch die Bestimmung der neutroneninduzierten Beta- oder Gamma-Aktivierung des Sondenmaterials aus der Zählrate $Z = \mathfrak{F}\, V \Phi_{th}\, \sigma_{a(th)}\, N_v$ in einer Zählapparatur. Auf diesem Weg eine relative Flußdichtemessung vorzunehmen, ist sehr einfach. Erheblich mehr Schwierigkeiten bereitet hingegen eine absolute Flußdichtemessung, da sie eine Absolut-

551.1 Die gebräuchlichsten Indikatormaterialien

Ausgangsisotop (%-Anteil im natürl. Isotopengemisch)	$T_{1/2}$ [a] Halbwertszeit der induzierten Aktivität	σ_a [a] Aktivierungsquerschnitt für $v = 2200$ m/s barn	E_1 [a] Energie der untersten Resonanz eV	J [b] Resonanzaktivierungsintegral barn	Ausgangsisotope für weitere induzierte Aktivitäten ($T_{1/2}$) [a][c]	Anmerkung
Mn^{55} (100 %)	2,58 h	13,4 ± 0,3	(337) [d]	~ 11,8	—	th. I.
Co^{59} (100 %)	5,28 a	20 ± 3	(132) [d]		—	th. I. [e]
	10,4 min	16 ± 3			—	
Cu^{63} (69 %)	12,8 h	3,9 ± 0,8	(230) [d]		Cu^{65}(5,1min)	th. I. bei hoh. Φ
Rh^{103}(100 %)	4,5 min	12 ± 2	1,26	656	Rh^{103}(44 s)	res. I. und th. I.
Ag^{107}(51,3 %)	2,3 min	44 ± 9	16,6	74	Ag^{109}(270 d) Ag^{109}(24,2 s)	res. I.
In^{115} (95,8 %)	54,1 min	145 ± 15	1,46	2640	In^{115}(13 s) In^{113}(49 d) In^{113}(72 s)	res. I. und th. I.
Dy^{164}(28,2 %)	139 min	< 1000	1,75		Dy^{164}(1,3min)	th. I.
Au^{197}(100 %)	2,7 d	98 ± 1	4,91	1558	—	res. I. [f] und th. I.

th. I. = thermischer Indikator; res. I. = Resonanzindikator

a) Neutron Cross-Sections, Hughes, D. J., Harvey, J. A., AECU-2040, London 1955.

b) Macklin, R. L., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. V, S. 96, P/833. J kann als Maß für die Empfindlichkeit eines Resonanzindikators betrachtet werden.

c) Durch eine entsprechende „Auskühlzeit" nach der Exposition kann man die kurzlebigen Aktivitätsbeimengungen verschwinden lassen. Die langlebigen fallen nicht ins Gewicht, wenn man entsprechend kurz exponiert.

d) Vorzugsweise Resonanz-Streuung. Nur Resonanzen im eV-Bereich haben starken Einfang.

e) Die Aktivierung der 5,28 a-Aktivität kann zur Neutronen-Dosismessung bei langer Bestrahlungsdauer herangezogen werden.

f) Gold ist besonders gut als Resonanzindikator geeignet wegen seiner isoliertstehenden tiefsten Resonanz; die nächste liegt erst bei 58 eV. Dysprosium, Indium und Gold sind die meistverwendeten thermischen Indikatoren. Bei In und Au muß man den Resonanzanteil durch eine Cadmiumvergleichsmessung in Abzug bringen; dies kann man bei Dy unter Umständen unterlassen, weil dessen Cadmiumverhältnis sehr hoch ist.

bestimmung der induzierten Aktivität, d. h. die Kenntnis des Ausbeutefaktors $\mathfrak{F}$ verlangt; weiterhin muß man dann den Aktivierungsquerschnitt $\sigma_a(E_{th})$ genau kennen. Man verwendet hierzu z. B. Gold, bei dem er auf etwa 1 % genau bekannt ist. Die Absolutzählung der in Gold induzierten Beta-Aktivität kann nach der Koinzidenzmethode[1]) erfolgen: Man bestimmt die Zahl der durch die emittierten Beta-Teilchen ausgelösten Zählimpulse, ferner die Zahl der durch die gleichzeitig emittierten Gamma-Quanten ausgelösten Zählimpulse und die Zahl der Koinzidenzen zwischen den beiden. Dann erhält man drei Bestimmungsgleichungen für drei Unbekannte: Die Ansprechempfind-

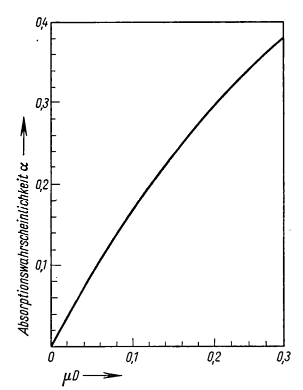
1) Dunworth, J. V., Rev. Sci. Instr. **11** (1940), 167. — Wiedenbeck, M. L., Chu, K. Y., Phys. Rev. **72** (1947), 1164 u. 1171.

lichkeiten des Beta- und des Gamma-Zählrohrs und die absolute emittierte Teilchenzahl. Ferner kann eine absolute Flußdichtemessung durch ein Borzählrohr vorgenommen werden. Es muß dann nur Sorge getragen werden, daß jedes Alpha-Teilchen der Bor-(n, α)-Reaktion wirklich einen Impuls auslöst[1]).

Ein gänzlich anderes Verfahren führt die absolute Flußdichtemessung auf eine Vergleichsmessung mit einem Flußdichtestandard zurück[2]): Im Inneren eines etwa 10 m³ großen Graphitquaders sitzt eine RaBe-Quelle bekannter Quellstärke. Man mißt die induzierte Aktivität von cadmiumbedeckten Indiumfolien als Funktion des Ortes. Ist $Z(\mathfrak{r})$ die gemessene Zählrate, X der unbekannte Proportionalitätsfaktor zwischen Z und der Moderationsdichte q für eine bestimmte „Standardfolie", dann verlangt die Erhaltung der Neutronen, daß q über den ganzen Raum integriert gerade die bekannte Quellstärke Q ergeben muß:

$$Q = \int q(\mathfrak{r})\, \mathrm{d}V = X \int Z(\mathfrak{r})\, \mathrm{d}V, \quad \text{also} \quad X = Q / \int Z(\mathfrak{r})\, \mathrm{d}V.$$

Die Relation zwischen q und der Flußdichte Φ_{th} wird durch die Diffusionsgleichung analytisch hergestellt. Damit sind an jeder Stelle der Anordnung q und Φ_{th} absolut bekannt, da der Faktor X für die Standardfolie nunmehr festgelegt ist. Der „Standard-Pile" wäre somit eine einfache Lösung des Problems, wenn man nicht die absolut geeichte Quelle benötigte. Hinsichtlich der Quelleichung verweisen wir auf die Literatur[3]).



552.1 Mittlere Wahrscheinlichkeit α (rechnerisch gefunden) für die Absorption eines Neutrons bei einem Durchgang durch die Folie, die einem isotropen Neutronenfluß ausgesetzt ist. D ist die Dicke, μ der Neutronenabsorptionskoeffizient der Folie. — Nach Bothe, W., Z. Phys. **120** (1943), 437 und Tittle, C. W., Nucleonics **9**, Nr. 1 (1951), 60.

Da die Sonden zur absoluten Flußdichtemessung aus Intensitätsgründen eine hinreichende räumliche Ausdehnung besitzen müssen, tritt eine Verringerung der Flußdichte in und in der näheren Umgebung der Sonde auf. Dieser Sondenfehler wirkt sich bei der Absolutmessung der Flußdichte störend aus. Das Verhältnis von der durch die Folie gestörten zur ungestörten Flußdichte, F_s, wurde von vielen Autoren untersucht. Besonders einfache Ergebnisse erhält man unter der Annahme einer Folie in Gestalt einer Kugelschale vom Radius R. Für diese gilt[4])

$$1/F_s = 1 + \frac{\alpha}{2}\left(\frac{3R}{2\lambda_s} \cdot \frac{L}{R+L} - 1\right) \quad \text{für } R \gg \lambda_s$$

$$1/F_s = 1 + 0{,}34\, \alpha\, R/\lambda_s \quad \text{für } R \ll \lambda_s. \tag{11}$$

Darin ist L die Diffusionslänge, λ_s die Streuweglänge im Diffusionsmedium; α ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron bei einem Durchgang durch die Folie absorbiert wird. Berechnete Werte von α zeigt Fig. **552.1**. Die Formel für $1/F_s$ läßt sich in guter Näherung auch auf eine Scheibensonde des Radius R' anwenden. Dann muß R' anstelle von R, die Transportweglänge λ_{tr} anstelle von λ_s treten. Strenge Behandlungen des Problems der Scheibensonde liegen ebenfalls vor[5]).

---

[1]) Rossi, B. B., Staub, H. H., Ionization Chambers and Counters, London 1949. — Wilkinson, D. H., Ionization Chambers and Counters, Cambridge 1950.

[2]) Hughes, D. J., Pile Neutron Research, Cambridge 1953.

[3]) Jensen, Terfloth, Averdung, Z. Naturforsch. **10a** (1955), 825. — Gramertsfelder, G. R., Goldhaber, M., Phys. Rev. **69** (1946), 368. — Alder, F., Huber, P., Helv. Phys. Acta **22** (1949), 368. — O'Neal, R. D., Scharff-Goldhaber, G., Phys. Rev. **69** (1946), 368. — Littler, D. J., Proc. Phys. Soc. **64a** (1951), 638.

[4]) Bothe, W., Z. Phys. **120** (1943), 437. — Tittle, C. W., Nucleonics **9**, Nr. 1 (1951), 60.

[5]) Meister, H., Z. Naturforsch. **10a** (1955), 669. — Vigon, M. A., Wirtz, K., Z. Naturforsch. **9a** (1954), 286.

3.312 Messung von thermischen Absorptionsquerschnitten im Reaktor

Die Messung des thermischen Absorptionsquerschnitts σ_a erfolgt normalerweise in Transmissionsexperimenten (s. 1.1). Da man hierbei nur den totalen Wirkungsquerschnitt ($\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$) und somit σ_a als Differenz des totalen und des Streuquerschnitts bekommt, ist das Ergebnis oft ungenau. Dies ist insbesondere bei Moderator-, Reflektor- und Strukturmaterialien der Fall, da bei diesen naturgemäß σ_a klein gegen σ_t ist. Man erhält wesentlich genauere Werte, wenn man mittels Diffusionsversuchen die Diffusionslänge L bestimmt und daraus σ_a[1]) berechnet, gemäß der Beziehung

$$L = 1/N_v \sqrt{3\,\sigma_{tr}\,\sigma_a}. \tag{12}$$

σ_{tr} kann aus Wirkungsquerschnittsdaten oder ebenfalls aus Diffusionsversuchen gewonnen werden. Wegen der zur Durchführung dieser Methode notwendigen großen Materialvolumina (etwa 2 bis 10 L^3) ist sie nicht immer anwendbar, insbesondere nicht bei der Untersuchung seltener Isotope. Wesentlich empfindlichere Verfahren, bei denen man mit wenigen cm^3 Probematerial auskommt, sind das Vergiftungskoeffizient- und das Reaktoroszillator-Verfahren (s. 3.312 1). Beide beruhen auf der Feststellung der Reaktivität, die ein kritischer Reaktor beim Einbringen der Probe in den Reaktorkern annimmt. Ein weiteres Verfahren bestimmt Einfangquerschnitte aus der Menge der durch den Einfang entstandenen Folgeprodukte (s. 3.312 2).

3.312 1 Vergiftungskoeffizient- und Reaktoroszillator-Verfahren

Beim Vergiftungskoeffizient-Verfahren[2]) wird nach Einbringen der Probe durch Nachstellen der Regelstäbe der Reaktor wieder in den kritischen Zustand gebracht und die Regelstabstellung abgelesen, die zuvor geeicht worden war. Die Eichung kann auf folgenden Wegen geschehen: a) Man mißt für verschiedene leicht überkritische Regelstabstellungen das zeitliche Anwachsen der Reaktorflußdichte und ermittelt aus der Reaktorzeitkonstante T die Reaktivität, so daß man eine Eichung in Einheiten von k_{eff} erhält. Das zeitliche Anwachsen erfolgt nach Abklingen der Übergangsfunktion gemäß $e^{t/T}$ (s. 3.5), und es ist

$$T = \frac{2{,}6 \cdot 10^{-5}\,\text{h}}{\delta k_{\text{eff}}}.$$

Zwischen der Reaktivität δk_{eff} und σ_a besteht dann ein linearer Zusammenhang, der in 3.228 genauer dargestellt wird. b) Eine direkte Eichung in Einheiten des Wirkungsquerschnitts erhält man durch die Verwendung von Wirkungsquerschnitt-Standards. Dazu dient z. B. Bor (seltener Gold), dessen Einfangquerschnitt auf etwa 0,5% genau bekannt ist[3]). Man bringt es in Form von boraxgetränktem Papier in Aluminiumhülsen in den Reaktor ein. c) Man wird von einem solchen Standard unabhängig, wenn man eine für thermische Neutronen völlig „schwarze" Probe zur Eichung verwendet, etwa einen Cadmium-Draht (Radius R, Länge L). Dann ist nämlich der effektive Einfangquerschnitt desselben gleich seinem über alle Neutronenflugrichtungen gemittelten geometrischen Querschnitt. Unter Annahme einer isotropen Flußdichte erhält man[4])

$$\sigma = \pi\, R\, L/2. \tag{13}$$

---

[1]) Unter σ_a ist in diesem Falle das Reziproke des Mittelwertes $\overline{1/\sigma_a}$ zu verstehen (s. Hughes, D. J., Pile Neutron Research, Cambridge 1950, S. 211). Unter Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung und eines $1/v$-Einfangquerschnitts wird $\sigma_a = \sigma_a(E_{\text{th}}) \cdot 0{,}886$.

[2]) Anderson, Fermi, Wattenberg, Weil, Zinn, Phys. Rev. **72** (1947), 16. — Geraseva, Kamayev, Krasin, Morosov, Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 13, P/662.

[3]) Green, u. a. J. Nucl. Energy **1** (1954), 144; Carter, Palevsky, Myers, Hughes, Phys. Rev. **92** (1953), 716. — Scott, Thompson, Wright, Phys. Rev. **95** (1954), 582.

[4]) Anderson, Fermi, Wattenberg, Weil, Zinn, Phys. Rev. **72** (1947), 16.

Ein Reaktor zeigt ständige langsame Reaktivitätsschwankungen. Vom Einfluß solcher Störungen wird man unabhängig, wenn man die Probe nicht statisch einbringt, sondern periodisch im Reaktorkern hin und her bewegt. Dieses sog. Reaktoroszillator-Verfahren[1] erreicht gegenüber dem statischen Vergiftungskoeffizient-Verfahren eine 10- bis 20mal höhere Empfindlichkeit. Man mißt die aus der Probenoszillation resultierende periodische Flußdichteschwankung, deren elektrisch oder graphisch ausgesonderte Grundwellenamplitude dem Absorptionsquerschnitt der Probe proportional ist. Als technische Einzelheit ist zu erwähnen, daß man die Probe entweder abwechselnd in die Mitte des Reaktorkerns und an den Rand desselben befördern kann (wie z. B. im Argonne-Oszillator), was unvorteilhafterweise große Schwankungen der gesamten Reaktorleistung zur Folge hat. Statt dessen kann sie auch in einer ringförmigen Ionisationskammer oszillieren, so daß nur lokale Leistungsschwankungen auftreten (Oak Ridge-Oszillator). Die Frequenz der Probenoszillation liegt normalerweise in der Gegend von etwa $^1/_{10}$ bis $^1/_{30}$ Hz; sie liegt also in der Größenordnung der Zeitkonstanten des Reaktorsystems. Damit kann die Oszillation nicht als quasistatische Veränderung angesehen werden, und es tritt eine frequenzabhängige Phasendifferenz zwischen der Proben- und der resultierenden Flußdichten-Schwingung auf[2].

Bei den beschriebenen zwei Verfahren ist folgenden Korrekturen und Fehlerquellen Aufmerksamkeit zu schenken: a) Eine Probe ändert normalerweise auch die Moderationseigenschaften und damit den Resonanzeinfang im Reaktorkern. Denken wir uns die Probe zunächst ganz ohne Absorption, so wird dieser Effekt allein schon einen scheinbaren Wirkungsquerschnitt σ' vortäuschen. Beim Vorhandensein von Absorption ist demnach der aus der Messung folgende Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{exp}} = \sigma_a + \sigma'$; σ' ist in erster Ordnung proportional der Moderationsgüte, d. h. $\sigma' = c\,\xi\,\sigma_s$. Die Konstante c kann durch eine Vergleichsmessung mit einem Material von bekannten Moderationseigenschaften und geringer Absorption, etwa D_2O, genau bestimmt werden[3]. In einem Graphitreaktor ist z. B. $c = 6{,}6 \cdot 10^{-3}$[4]. Die Korrektur σ', die von der Meßgröße abzuziehen ist, liegt bei Moderatorsubstanzen oft in derselben Größenordnung wie σ_a, wodurch die Meßgenauigkeit sehr beeinträchtigt wird. b) Die Reaktorstörungstheorie zeigt (s. 3.241), daß der Änderung der Reaktivität, die zu σ_a proportional ist, noch ein Term proportional $D\,\text{grad}\,\Phi$ hinzu zu addieren ist. Demzufolge geht auch die Diffusionskonstante D in die Messung ein. Bringt man die Probe ins Zentrum des Reaktors, so verschwindet dieser Term, wie wir es auch bisher stillschweigend angenommen haben. Beim Reaktor-Oszillator kann sich dieser Effekt jedoch störend auswirken. c) Bei dicken Proben tritt eine Abschirmung des Probeninneren gegen den einfallenden Fluß auf, wodurch die Messung zu kleine Wirkungsquerschnitte vortäuscht. Eine Abschätzung dieses Effekts erhält man aus dem Verhältnis der Flußdichte außerhalb der Probe zu der über das Probeninnere gemittelten Flußdichte, $F = \overline{\Phi}_a/\overline{\Phi}_i$ (s. 3.233 3). Damit wird $\sigma_{\text{exp}} = \sigma_a/F$. d) Falls die Probe ein $1/v$-Absorber ist und die Eichung der Meßanordnung mit Bor vorgenommen wurde, braucht der Einfluß des Resonanzeinfangs nicht berücksichtigt zu werden. Hat das Probematerial Einfangresonanzen, dann muß man den (meist relativ kleinen) Anteil des Resonanzeinfangs durch eine Cadmiumvergleichsmessung (s. 3.311) feststellen und vom hier gemessenen Gesamteinfang abziehen.

Für das Vergiftungskoeffizient-Verfahren rechnet man bei Absorptionsquerschnitten über 1 barn mit einer Genauigkeit von 2 bis 5 %; bei solchen in der Größenordnung von einigen millibarn liegen die Fehler (für einige kg Probenmaterial) noch unterhalb 30 %. Die Empfindlichkeit des Verfahrens ist außerordentlich: Beim Vergiftungskoeffizient-Verfahren kann man Reaktivitätsänderungen von $2 \cdot 10^{-7}$, beim Pile-Oszillator sogar von 10^{-8} messen. Zur Veranschaulichung dieser Zahl diene die Angabe, daß dieser noch nachweisbaren Reaktivitätsänderung z. B. im Argonne-Reaktor eine Absorbermenge von $2{,}5 \cdot 10^{-5}$ g Bor ($\sigma_a = 750$ barn) entspricht. Technische Einzelheiten über die erläuterten Verfahren sind in 3.6 beschrieben.

[1] Hoover, Jordan, Moak, Pardue, Pomerance, Strong, Wollan, Phys. Rev. **74** (1948), 864. — Pomerance, H., Phys. Rev. **83** (1951), 641 u. **88** (1952), 412. — Langsdorf, A., Phys. Rev. **74** (1948), 1217.

[2] Breton, D., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 127, P/356. — Weinberg, A. M., Schweinler, H. C., Phys. Rev. **74** (1948), 851.

[3] Geraseva, Kamayev, Krasin, Morosov, Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 13, P/662.

[4] Hughes, D. J., Pile Neutron Research, Cambridge 1953.

Von großer Bedeutung für die Planung der notwendigen Überschußreaktivität eines Reaktors ist die Kenntnis der langsamen Veränderung des effektiven Einfangquerschnitts eines Brennelements als Funktion der Neutronendosis, der das Brennelement ausgesetzt war. Diese Veränderung rührt einerseits vom Aufbau schädlicher Spaltprodukte (Sm^{149}, Gd^{157}, Gd^{155} u. a.), andererseits vom Aufbau thermisch spaltbarer Isotope (Pu^{239}, Pu^{241}) her. Man mißt den Einfangquerschnitt, indem man in einem Reaktoroszillatorversuch einen Teil eines Standardbrennelements mit einem bestrahlten Brennelement vergleicht. Die Bestimmung der Dosis (angegeben in Neutronen /cm^2) geschieht aus der Aktivierung von Cobaltdrähten, die man um das Probeelement gewickelt hatte[1]) (Co-Indikator, s. Tab. **551.**1).

3.312 2 Messung des Folgeproduktgehalts

Ein grundsätzlich anderes Verfahren, Einfangquerschnitte zu messen, beruht auf der Absolutbestimmung der induzierten Radioaktivität einer Probe, die einer bekannten Neutronendosis ausgesetzt worden war[2]). Die hierbei erhaltenen Werte unterscheiden sich allerdings von den Einfangquerschnitten, wenn die Einfänge zu stabilen Isotopen führen oder wenn sich die Aktivität des Isotops anderweitig der Messung entzieht (z. B. zu kurze Halbwertszeit, zu geringe Teilchenenergie usw.). Da es bei der Reaktorberechnung natürlich auf die Einfangrate ankommt — unabhängig von den Eigenschaften der Folgeprodukte — so sind diese Aktivierungsquerschnitte nicht immer brauchbar. Andererseits geben die Aktivierungsmessungen die Möglichkeit, zu untersuchen, wie sich der Gesamteinfang eines Isotopengemisches mitsamt seinen natürlichen Verunreinigungen auf die einzelnen Komponenten aufteilt, da man die induzierten Aktivitäten bezüglich ihrer Halbwertszeiten oft spezifizieren kann. Die bei der Aktivierungsmethode notwendige Absolutbestimmung der Zählraten und der Flußdichten (s. 3.311) erfordert einen großen Aufwand an Vorsichtsmaßnahmen und Korrekturen. Dabei kommt man im allgemeinen nicht unter einen Fehler von 5%.

Ein anderes Verfahren, das ebenso die absolute Kenntnis der Flußdichte erfordert, wurde durch die hohe Neutronenflußdichte möglich gemacht, die man heute ohne Schwierigkeit erreicht: Man erhält schon bei relativ kurzen Bestrahlungszeiten in Materialproben so hohe Ausbeuten an den Folgeprodukten des Neutroneneinfangs, daß deren quantitative massenspektroskopische Bestimmung möglich wird[3]). Man erhielte z. B. in Au^{197} (thermischer Aktivierungsquerschnitt rund 100 barn) mit einer Flußdichte von 10^{13} Neutronen/cm^2s bei vier Monaten Bestrahlungsdauer (rund 10^7 s) eine Ausbeute des nach dem Beta-Zerfall von Au^{198} entstehenden Hg^{198} von 1 Atom%.

3.313 Bestimmung von Diffusions- und Transportweglänge

Die Ermittlung von Diffusions- und Transportweglänge geschieht entweder aus der Untersuchung stationärer Flußdichteverteilungen oder aus dem zeitlichen Verhalten der Flußdichte bei Neutronenquellen von zeitlich periodischer Stärke. Wegen des engen Zusammenhangs mit dem Diffusionsvorgang wird in diesem Kapitel auch die Neutronentemperatur und deren Messung behandelt.

3.313 1 Stationäre Diffusionsversuche

Schließt man an die thermische Säule eines Reaktors einen Quader aus dem Probematerial an und mißt entlang dessen z-Achse die thermische Flußdichte (s. 3.311), so erhält man folgende Verteilung

$$\Phi(z) = \Phi_{11}\, e^{-z/L_{11}} + \dots \qquad (14)$$

---

[1]) Littler, D. J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 141, P/432.

[2]) Seren, Friedländer, Turkel, Phys. Rev. **72** (1947), 888.

[3]) Lapp, van Horn, Dempster, Phys. Rev. **71** (1947), 745.

Dabei ist die Abklinglänge allgemein durch die Beziehung

$$1/L_{ij}^2 = \frac{\pi^2}{a^2}(i^2 + j^2) + 1/L^2 \tag{15}$$

gegeben; für das Fundamentalglied der Reihenentwicklung (Gl. 14) von $\Phi(z)$ ist $i = j = 1$ und für die höheren Glieder $i, j = 3, 5 \ldots$ zu setzen (s. unten). $a = b$ und c seien die extrapolierten Abmessungen des Quaders. Trägt man $\ln \Phi(z)$ gegen z auf, so ergibt die Neigung der entstehenden Geraden L_{11} und damit L. Senkrecht zur z-Achse hat die räumliche Verteilung die Form $\cos(\pi\, x/a) \cos(\pi\, y/a)$. Die oben angeschriebene einfache exponentielle Abhängigkeit ($i = j = 1$) gilt indessen nicht streng, sondern unter folgenden einschränkenden Bedingungen:

a) Der Bereich, in dem man $\Phi(z)$ mißt, muß hinreichend weit von Stellen entfernt sein, in denen in der xy-Ebene die obige Cosinus-Verteilung („Gleichgewichtsverteilung") gestört ist. Eine solche Störung läge z. B. an der Grenzfläche zwischen Diffusionsquader und thermischer Säule vor, wenn die Querschnitte beider verschieden wären; eine ähnliche Störung bringt die Einstreuung von Neutronen aus etwa benachbarten Bestrahlungsöffnungen hervor. Beschreiben wir die Abweichung von der Gleichgewichtsverteilung durch eine Fourier-Entwicklung nach $\cos(i\pi x/a)\cos(j\pi y/a)$ mit den Koeffizienten Φ_{ij}, und bezeichnen wir mit z' den Abstand von dieser Ebene, so klingt die zusätzliche Flußdichtekomponente gemäß $\Phi_{ij}\, e^{-z'/L_{ij}}$ $(i, j = 3, 5, \ldots)$ ab. Man entnimmt der obigen Gleichung für L_{ij}, daß die Störung stets rascher abklingt als die zu $i = j = 1$ gehörige „Gleichgewichtsflußdichte", und zwar dies um so mehr, je höher die Indizes i, j sind. Falls eine Störebene im obigen Sinne mit definierter Quellverteilung vorliegt (z. B. die Gruppierung einiger punktförmiger RaBe-Quellen), kann man die Fourier-Koeffizienten berechnen und die axiale Flußdichteverteilung entsprechend korrigieren (harmonische Korrektur)[1]. Um sich zu überzeugen, ob eine Gleichgewichtsverteilung vorliegt, mißt man stets auch eine Transversal-(xy-)Verteilung. Sie ergibt überdies sogleich die extrapolierten Abmessungen (a), wenn man die Cosinus-Kurve bis zu ihrem Abszissenschnittpunkt jenseits der physikalischen Grenze des Quaders verlängert. b) Die thermische Säule, welche die Neutronen an das Diffusionsprisma liefert, muß so lang sein, daß an deren Ende die Zahl der schnellen Neutronen vernachlässigbar klein ist. Würde dies nicht der Fall sein, so fände im Diffusionsquader eine Moderation dieser schnellen Neutronen statt. Die hieraus resultierende thermische Flußdichte würde sich zu der exponentiell abklingenden thermischen Flußdichte addieren und die Flußdichteverteilung in komplizierter Weise stören. Die Länge der thermischen Säule muß also mehrere freie Weglängen für schnelle Spaltneutronen betragen. Diese hat z. B. für Graphit den empirischen Wert $\lambda_s = 13$ cm (demgegenüber ist die Abklinglänge für thermische Neutronen für $a = 100$ cm $L_{11} = 20{,}4$ cm).

Die nach dem Vorangehenden zu fordernden ziemlich großen Abmessungen des Diffusionsraumes können eine Abweichung des Neutronenspektrums von der thermischen Neutronenverteilung[2]) und damit eine Veränderung der mittleren Neutronenenergie, des mittleren thermischen Einfangquerschnitts und der Diffusionslänge bewirken. Die hierfür verantwortlichen Effekte (Flußhärtung und Filtration) sind in 3.313 3 beschrieben.

Um einen Eindruck von der Genauigkeit der beschriebenen Messung zu erhalten, betrachten wir als einfaches Beispiel eine Diffusionsmessung in einem Graphitkubus von $a = b = c = 100$ cm Kantenlänge. Es ergibt sich hier mit $L = 50$ cm

$$1/L_{11}^2 = 10^{-4}\,(2\pi^2 + 4)\ \text{cm}^{-2} \approx 24 \cdot 10^{-4}\ \text{cm}^2; \quad L_{11} = 20{,}4\ \text{cm} \tag{16}$$

$$\Phi_{11}(z) = \Phi_{11}\, e^{-z/20{,}4\,\text{cm}}. \tag{17}$$

---

[1]) Glasstone, S., Edlund, M. C., The Elements of Nuclear Reactor Theory, London 1952.
[2]) Fermi, E., Marshall, J., Marshall, L., Phys. Rev. **72** (1947), 193.

Nimmt man für L_{11}^2 eine Meßgenauigkeit von 1 % an, so erhält man, da $1/L^2$ nur etwa 1/6 von $1/L_{11}^2$ ausmacht, $1/L^2$ nur auf 6 % genau. Das Abklingen der nächsthöheren möglichen Harmonischen erfolgte mit

$$1/L_{13}^2 = 10^{-4}\,(10\,\pi^2 + 4)\ \mathrm{cm}^{-2} \text{ gemäß } \Phi_{13}\ \mathrm{e}^{-z/9{,}8\,\mathrm{cm}}.$$

Man erkennt aus der Beziehung für L_{ij} einerseits, daß die höheren Harmonischen um so rascher abklingen, je kleiner die Seitenabmessungen des Prismas sind. Andererseits ist es unzweckmäßig, die Seitenabmessungen zu gering zu machen, weil dann der in der primären Meßgröße L_{11} enthaltene interessierende Anteil $1/L^2$ im Vergleich zu $2\pi^2/a^2$ relativ klein und damit der Fehler in $1/L^2$ größer wird. Weitere Einzelheiten entnimmt man der Literatur[1]).

Ein erweitertes Verfahren, das aus der Messung der Diffusionslänge den Absorptionsquerschnitt und die Transportweglänge gewinnt, ist die Borvergiftungsmethode[2]). Man setzt dem Diffusionsmedium, z. B. D_2O, Borax in verschiedener definierter Menge zu und mißt jeweils L. Dann gilt einfach

$$1/L^2 = 3\,\Sigma_{tr}\,(\Sigma_{a\,\mathrm{D_2O}} + \Sigma_{a\,\mathrm{Bor}})\,. \tag{18}$$

Der Beziehung liegt die zulässige Annahme zugrunde, daß die geringen Borzusätze die Transportweglänge nicht maßgeblich verändern. Trägt man nun $1/L^2$ gegen $\Sigma_{a\,\mathrm{Bor}}$ auf, so gibt die Neigung der entstehenden Geraden $3\,\Sigma_{tr}$, der Ordinatenschnittpunkt L. Es sei noch erwähnt, daß man Σ_{tr} auch einfach aus der Flußdichteverteilung in einem Gefäß messen kann, dessen Wand durch eine Cadmiumverkleidung völlig absorbierend gemacht ist[3]): Man bestimmt den extrapolierten Schnittpunkt der Verteilung mit der Abszisse jenseits der Gefäßwand. Daraus erhält man $\Sigma_{tr} = 0{,}71/d$, wobei d diese Extrapolationslänge ist.

3.313 2 Dynamische Messungen

Die Diffusionslänge ist über die Beziehung

$$L = 1/\sqrt{3\,\Sigma_a \Sigma_{tr}} = \sqrt{v\,\tau/3\Sigma_{tr}} \tag{19}$$

mit der Zeit τ verknüpft, die ein Neutron von seiner Thermischwerdung bis zum Zeitpunkt seines Einfangs im Mittel braucht. Dies legt den Gedanken nahe, aus dem zeitlichen Abbau eines Neutronenflusses in der Umgebung einer gepulsten Quelle auf diese Lebensdauer τ und damit auf L zu schließen. Die ersten derartigen Versuche wurden von Manley[4]) und später in größerer Ausführlichkeit von v. Dardel u. a.[5]) durchgeführt. Das raumzeitliche Verhalten der Flußdichte in Gegenwart einer gepulsten Quelle wird im Rahmen der Diffusionstheorie durch die Gleichung (s. 3.5)

$$\bar{v}\,D\,\Delta\Phi - \Phi/\tau = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}t \tag{20}$$

beschrieben. D ist die Diffusionskonstante, $\bar{v}$ die mittlere Neutronengeschwindigkeit. Die allgemeine Lösung ist eine Summe von Exponentialfunktionen mit verschiedenen Relaxationszeiten Θ. Nach einer hinreichend langen Zeit (ein Mehrfaches der mittleren Moderationszeit) sind alle Exponentialfunktionen abgeklungen bis auf jene mit dem größten Θ. Somit gilt

$$\Phi = F\,(x, y, z)\,\mathrm{e}^{-t/\Theta} \qquad \text{mit} \qquad 1/\Theta = 1/\tau + \bar{v} D\,\mathrm{B}^2 \tag{21}$$

und $\mathrm{B}^2 = \pi^2\,(1/a^2 + 1/b^2 + 1/c^2)/4$. a, b und c sind die extrapolierten Abmessungen des Diffusionsprismas. Man ermittelt nun $\Phi\,(t)$ und daraus Θ für verschiedene Abmessungen

---

[1]) Hughes, D. J., Pile Neutron Research, Cambridge 1953. — Koechlin, Martelly, Duggal, Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 20, P/359.

[2]) Kash, S. W., Woods, D. C., Phys. Rev. **90** (1953), 564.

[3]) Auger, Munn, Pontecorvo, Can. J. Res. **A 25** (1947), 143.

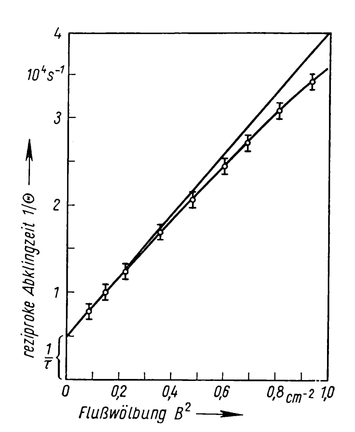
[4]) Manley, J. H., Haworth, L. J., Phys. Rev. **61** (1942), 152. — Rainwater, J., Havens, W. W., Phys. Rev. **70** (1946), 136.

[5]) v. Dardel, G., Phys. Rev. **94** (1954), 1272. — v. Dardel, G., Sjöstrand, N. G., Phys. Rev. **96** (1954), 1245. — Antonov, Isakoff, Murin, Neupocoyew u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 3, P/661. — Scott, Thomson, Wright, Phys. Rev. **95** (1954), 582.

und trägt $1/\Theta$ als Funktion von B^2 auf. Dabei ergibt sich gemäß obiger Gleichung eine Gerade mit der Neigung $\bar{v}D$, dem Ordinatenabschnitt $1/\tau$ und dem Abszissenabschnitt $1/L^2$ (s. Fig. **558.1**). Die aus der Figur ersichtliche Abweichung von der Geraden für kleine Prismenabmessungen rührt davon her, daß $\bar{v}D(\bar{v})$ von B^2 abhängt. Dies ist physikalisch plausibel: Die relative Anzahl der aus dem Prisma entweichenden Neutronen ist für verschiedene Geschwindigkeiten v verschieden. Dadurch wird bei großem B^2 (d. h. bei großem Leckverlust) das Spektrum verzerrt und die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ abhängig von B^2 verändert. In erster Näherung kann man schreiben

$$\bar{v}(\mathsf{B}^2)\,D(\mathsf{B}^2) = \bar{v}_\infty D_\infty - c\,\mathsf{B}^2, \tag{22}$$

wobei $\bar{v}_\infty D_\infty$ der Wert von $\bar{v}D$ für ein unendlich ausgedehntes Medium ($\mathsf{B}^2 = 0$) ist. Dieser kann in Fig. **558.1** für B^2 gegen 0 extrapoliert werden, womit man $\bar{v}_\infty$ erhält.



558.1 Die Abklingzeit Θ der Flußdichte in einem H_2O-Moderatorblock in Abhängigkeit von der Flußwölbung B^2. Der Ordinatenabschnitt der Kurve ergibt $1/\tau$, die Neigung für kleine B^2 gibt $\bar{v}_\infty D_\infty$; dabei bedeuten τ die mittlere Lebensdauer der Neutronen, $\bar{v}_\infty$ und D_∞ die mittlere Geschwindigkeit und die Diffusionskonstante der Neutronen für ein unendlich ausgedehntes Medium. – Nach Antonov u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 3, P/661.

Die experimentelle Anordnung besteht aus einem gepulsten Neutronengenerator (z. B. DT-Neutronenreaktion) mit einer Pulsfrequenz, die je nach der Abklingzeit zwischen 50 und 1000 Hz liegt. Die Pulslänge liegt in der Größenordnung von 10 μs. In unmittelbarer Nähe des Neutronentargets steht das Diffusionsmaterial; an dessen Oberfläche ist ein Borzählrohr oder ein Szintillationszähler angebracht, der im Ruhezustand gesperrt ist. Durch verzögerte Synchronisation der Öffnung des Zählrohrverstärkers kann man die Zählrate für verschiedene Zeiten messen. Eine Registriermethode, bei der Impulse auf dem Schirm eines Braunschen Rohres mittels einer Anzahl von Multipliern ausgewertet werden, ist bei Ramanna[1]) beschrieben.

Ein Vorteil der dynamischen Methode ist der Umstand, daß man nicht an die Verwendung eines Reaktors gebunden ist, ferner, daß man mit geringeren Materialvolumina auskommt, da es hier nicht auf einen großen räumlichen Abstand zwischen Quelle und Sonde, sondern auf einen großen Zeitabstand zwischen Quellimpuls- und Meßzeitpunkt ankommt, um eine reine Exponentialkurve zu erzielen. Man benötigt hier Volumina von etwa L^3, d. h. nur etwa den zehnten Teil der Menge, die beim stationären Versuch notwendig ist. An Genauigkeit scheint das dynamische Verfahren jenem nicht nachzustehen. Sie beträgt in L etwa 2 bis 4%.

Eine Erweiterung des beschriebenen Verfahrens wird von Raievski und Horovitz[2]) angegeben: Prägt man dem Neutronenfluß in einem Moderator durch eine modulierte Punktquelle eine harmonische Schwingung der Form $e^{i\omega t}$ auf, dann gilt für einen Punkt im Abstand von r von dieser Quelle

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_\sim \left[e^{-r\sqrt{-\Sigma_a/D + i\omega/D\bar{v}}}\right] e^{i\omega t}. \tag{23}$$

Aus der Messung von Amplitude und Phase des eckig eingeklammerten Ausdrucks in Abhängigkeit von der Schwingungsfrequenz $\omega/2\pi$ können L und zugleich D ermittelt werden. $\omega/2\pi$

[1]) Ramanna, R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 24, P/872.
[2]) Raievski, V., Horowitz, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 42, P/360. — Ertraud, Raievski, Breton, J. Phys. Rad. **12** (1951), 784. — S. a. Weinberg, A. M., Schweinler, H. C., Phys. Rev. **74** (1948), 851.

variiert man in einem Bereich von etwa 80 bis 500 Hz. Eine Möglichkeit, auch mit einer kontinuierlich emittierenden Neutronenquelle dynamische Messungen im obigen Sinne durchzuführen, wird von Dietrich[1]) erläutert. Dies geschieht durch die Messung verzögerter Koinzidenzen zwischen den Gamma-Quanten einer Po-Be-Quelle und den Gamma-Quanten, die beim Einfang der Neutronen an den Moderatorkernen frei werden. Auf diese Weise konnte die mittlere Lebensdauer von Neutronen in Wasser gemessen werden.

3.313 3 Neutronentemperaturmessung

Wenn aus irgendwelchen Gründen die Neutronen in einem Moderator nicht hinreichend Zeit haben, um mit den Moderatoratomen ins thermische Gleichgewicht zu kommen, kann man von einer Neutronentemperatur im thermodynamischen Sinne nicht sprechen. Hat man das Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen gemessen, so kann man ihm jedoch durch Angleichung an eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung eine fiktive Temperatur zuordnen[2]). Diese „Neutronentemperatur" (T_n) kann aus folgenden drei Gründen von der wahren Moderatortemperatur abweichen: a) Wegen des Einfangs gehen Neutronen verloren, ehe sie ins thermische Gleichgewicht mit den Moderatoratomen kommen konnten. Dadurch verschiebt sich der Schwerpunkt der Spektralverteilung nach höheren Energien hin, und zwar um so mehr, je größer der Einfang und je schlechter die Moderationsgüte $\xi \Sigma_s$ des Moderators ist (Flußhärtungseffekt). Cohen[2]) gibt die mit der statistischen Monte-Carlo-Methode theoretisch gefundene Beziehung für das Verhältnis von Neutronentemperatur zu Moderatortemperatur

$$T_n/T_M = 1 + 0{,}91\, \sigma_a(kT_M)\, \mathsf{A}/\sigma_s, \tag{24}$$

wobei σ_s den Streuquerschnitt, $\sigma_a(kT_M)$ den Absorptionsquerschnitt für T_M und A das Atomgewicht des Moderators bedeuten. b) In Wassermoderatorsystemen, deren Abmessungen kleiner als die Wanderlänge sind und bei denen also ein großer Leckverlust vorliegt, kommt ein umgekehrter Effekt, nämlich die Verschiebung der Neutronentemperatur zu geringeren Werten, zustande. Da nämlich die Transportweglänge mit wachsender Geschwindigkeit zunimmt, ist die Entweichwahrscheinlichkeit für schnelle Neutronen größer als für langsame, womit eine Anreicherung der letzteren stattfindet. Es ist in H_2O[3]) annähernd $(T_M - T_n)/\mathsf{B}^2 = 83$ grad cm², wobei B^2 die Flußwölbung bedeutet (Ausflußkühlung). c) In thermischen Säulen von sehr großer Abmessung tritt eine Veränderung im subthermischen Teil des Spektrums auf. Diese rührt davon her, daß Neutronen mit Wellenlängen größer als die Braggsche Grenzwellenlänge des Moderators eine extrem große freie Weglänge besitzen (für 5 Å-Neutronen in Be etwa 160 cm). Damit breiten sie sich über größere Abstände aus als die übrigen schnelleren Neutronen. Dies bewirkt in Teilen einer thermischen Säule, die weit von der Neutronenquelle entfernt sind, eine Anreicherung von Neutronen, deren Energie 0,01 bis 0,001 eV und weniger beträgt (Filtrationseffekt)[4]).

Man erhält einen experimentellen Aufschluß über die Neutronentemperatur auf folgende einfache Weise: Man bestimmt das über das Neutronenspektrum gemittelte Transmissionsvermögen

$$\overline{e^{-N_v \sigma_a D}} \approx 1 - N_v \overline{\sigma_a}\, D \tag{25}$$

eines Borfilters (z. B. borhaltiges Pyrexglas) der Dicke D und der Atomzahldichte N_v, indem man die Zählrate eines Neutronenzählers einmal unbedeckt und einmal mit dem

[1]) Dietrich, P., Z. Phys. **144** (1956), 108.
[2]) Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 405, P/611. Die Angleichung erfolgt dort nach der Methode der kleinsten Quadrate für $0 < E_n < 3{,}6\, kT$.
[3]) v. Dardel, G., Sjöstrand, N. G., Phys. Rev. **96** (1954), 1245.
[4]) Anderson, Fermi, Marshall, Phys. Rev. **70** (1946), 815. — Fermi, E., Marshall, J., Marschall, L., Phys. Rev. **72** (1947), 193.

Filter bedeckt mißt[1])[2]). Daraus erhält man wegen $\sigma_a = a/v$ die Größe $\bar{\sigma}_a = \overline{a/v}$. Nimmt man dabei an, die Neutronen seien nach einem Maxwell-Boltzmann-Spektrum über die Geschwindigkeiten verteilt, dann wird insbesondere

$$\bar{\sigma}_a = a \int_0^\infty v\, e^{-v^2/v_0^2}\, dv \Big/ \int_0^\infty v^2\, e^{-v^2/v_0^2}\, dv = 2a/v_0 \sqrt{\pi} = a\sqrt{2m/\pi k T_n}. \qquad (26)$$

Dabei ist v_0 die wahrscheinlichste Neutronengeschwindigkeit und $m v_0^2/2 = k T_n$. Für diffusen Einfall der Neutronen auf das Filter tritt an die Stelle von D die effektive Dicke des Filters, die etwas größer als die geometrische Dicke ist und von der Winkelverteilung der einfallenden Neutronen abhängt[3]). Bei der Auswertung ist noch zu berücksichtigen, daß für größere Dicken auch noch eine Flußhärtung im Absorber selbst stattfindet, so daß der gemessene Wirkungsquerschnitt nicht genau mit $\bar{\sigma}_a$ übereinstimmt. Die Bethesche Flußhärtungskurve[4]) stellt den Zusammenhang zwischen den beiden Größen her.

Die sehr mühsame Ermittlung der Neutronentemperatur aus der Aufnahme von Neutronenspektren ist bei Zinn u. a.[5]) beschrieben. Der Unterschied zwischen der Neutronentemperatur und der wirklichen Moderatortemperatur beträgt im Reaktorkern oft mehr als 100 °C[6]); in der thermischen Säule eines Reaktors hingegen, wo der Einfang viel geringer ist, beläuft er sich nur auf etwa 20 bis 30 °C. Die Zahlenangaben auf diesem Gebiet sind sehr widerspruchsvoll. Tieferen Einblick in den Vorgang des Temperaturausgleichs zwischen Neutronen und Moderator geben die Arbeiten von v. Dardel[3]) mit gepulsten Neutronenquellen, aus denen man die mittlere Geschwindigkeit erhält.

3.314 Bestimmung von Alters- und Wanderfläche

Die Ermittlung der Altersfläche $\bar{\tau}$ (Fermi-Alter) erfolgt meist gemäß ihrer Definition als 1/6 des 2. räumlichen Moments der Bremsdichte $q(r, E_1, E_0)$ in der Umgebung einer punktförmigen Quelle, die inmitten eines hinreichend ausgedehnten Moderatorvolumens steht. E_1 ist die Energie des Neutrons im Augenblick der Entstehung, E_0 ist die Energie, bei der der Moderationsvorgang zu Ende kommt[7]), also etwa 0,0253 eV. Dann ist also (s. 3.2264)

$$\bar{\tau}(E_1, E_0) = \frac{1}{6} \frac{\int_0^\infty q(r, E_1, E_0)\, r^2\, dV}{\int_0^\infty q\, dV}. \qquad (27)$$

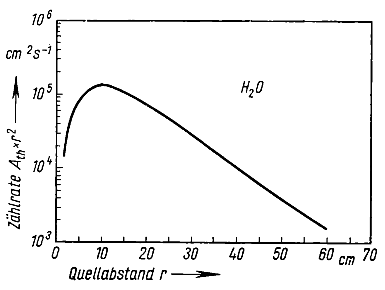
$dV = 4\pi r^2\, dr$ ist hierbei das Volumelement in Kugelkoordinaten. Bei kontinuierlichen Quellspektren[8]) erhält man eine Größe $\bar{\tau}_M$, die sich durch lineare Mittelung der rechten Seite der Definitionsgleichung über den Parameter E_1 ergibt. Man kann zeigen, daß man im Leckfaktor der kritischen Gleichung gerade den derartig definierten linearen

[1]) Küchle, M., Ber. d. Reaktorgruppe am Max-Plank-Institut für Physik Göttingen, Nr. 7 (1956).
[2]) v. Dardel, G., Phys. Rev. **94** (1954), 1272. — v. Dardel, G., Trans. Roy. Inst. Techn. **75** (1954), 1.
[3]) v. Dardel, G., Phys. Rev. **94** (1954), 1272.
[4]) Bethe, H. A., Rev. Mod. Phys. **9** (1937), 136.
[5]) Zinn, W. H., Phys. Rev. **71** (1947), 752. — Rainwater, J., Havens, W. W., Phys. Rev. **70** (1946), 136.
[6]) Im D_2O-Reaktor ist T_n nahe an T_M, s. Horowitz, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 256, P/361.
[7]) E_0 ist nicht scharf definiert. Angaben über die „effektive" untere Grenze der Moderation s. Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 405, P/611.
[8]) Watt, B. E., Phys. Rev. **87** (1952), 1037 (Spaltungsquelle). — Elliott, McGarry, Faust, Phys. Rev. **93** (1954), 1348 (PoBe-Quelle). — Schmidt-Rohr, U., Z. Naturforsch. **8a** (1953), 470 (RaBe-Quelle). — Reactor Handbook I, Physics, 1955, S. 19 (Simulierte Spaltungsquelle).

Mittelwert über das Spaltungsspektrum einzusetzen hat[1]). Das Hauptinteresse wird sich auf Messungen mit Spaltungsneutronen erstrecken. Als Spaltungsquelle geringer räumlicher Ausdehnung verwendet man am besten die induzierten Spaltneutronen aus einer Uranscheibe, die dem thermischen Fluß eines Reaktors ausgesetzt ist (Neutronenkonverter)[2]). Dabei stört die Überlagerung des induzierenden thermischen Flusses nicht, weil man die Bremsdichte meist nicht für thermische, sondern für etwas darüber liegende Energie mißt. Ferner wurden Messungen mit der PoBe-Quelle vorgenommen[3]). Ein ebenfalls kontinuierliches Spektrum, dessen Energieschwerpunkt allerdings bei viel höherer Energie liegt als der des Spaltungsspektrums, hat die gelegentlich verwendete RaBe-Quelle[4]). Darüber hinaus liegen Messungen mit monoenergetischen Quellen vor, und zwar mit den niederenergetischen (γ, n)-Quellen[5]) sowie mit den hochenergetischen (d, d)- und (d, t)-Reaktionen[6, 7]). Leider existieren keine Messungen von $\bar{\tau}$ über einen kontinuierlichen Wertebereich der Quellenergie E_1. Zum Vergleich mit berechneten $\bar{\tau}(E_0)$-Werten verweisen wir auf die Literatur[7]).

Die Messung der räumlichen Bremsdichteverteilung $q(r)$ geschieht meist mittels der Aktivierung von Folien (s. 3.311) durch die Resonanzflußdichte $\Phi_{\text{res}} = q/\xi\,\Sigma_s$. Um diese Flußdichtemessung für eine definierte Energie zu erhalten, benützt man Resonanzabsorber mit einer starken isoliert stehenden Einfangresonanz, z. B. Indium oder Gold. Der Einfluß höherliegender Resonanzen wirkt sich erfahrungsgemäß nur geringfügig aus. Zur Ausschaltung der mit der Resonanzaktivierung einhergehenden, um ein Mehrfaches stärkeren thermischen Aktivierung umhüllt man die Folien mit 0,5 mm dickem Cadmiumblech. Manchmal läßt man die Cadmium-Filter weg und mißt absichtlich die thermische Aktivierung (wegen der höheren erzielbaren Zählrate). Dabei nimmt man ebenso meist wieder Indium oder Gold, die auch im thermischen Bereich hohe Einfangquerschnitte besitzen. Allerdings erhält man auf diesem Weg aus dem zweiten räumlichen Moment [Gl. (27)] nicht $\bar{\tau}$ allein, sondern die Summe $\bar{\tau} + L^2$, weil die Neutronen nach erfolgter Moderation noch mit thermischer Energie diffundieren. Für diese Größe, die man als Wanderfläche M^2 bezeichnet, ergibt sich

$$M^2 = \bar{\tau} + L^2 = \frac{1}{6}\,\frac{\int_0^\infty \Phi_{\text{th}}\, r^2\, \mathrm{d}V}{\int_0^\infty \Phi_{\text{th}}\, \mathrm{d}V}. \tag{28}$$



561.1 Zählrate eines BF_3-Zählrohrs (1,5 cm Länge) als Maß für die thermische Flußdichte um eine PoBe-Quelle als Funktion des Quellabstandes r. Für $r > 20$ cm geht $A_{\text{th}} r^2$ praktisch in eine Exponentialfunktion über. — Nach Baer, W., J. Appl. Phys. **26** (1955), 1235.

Dabei darf die Diffusionslänge L meist als anderweitig bekannt angesehen werden. Fig. **561.1** zeigt eine gemessene Verteilung von $\Phi_{\text{th}}(r)$ in Wasser.

Dem Verfahren zur Bestimmung des zweiten Moments der Flußdichteverteilung haftet die Schwierigkeit an, daß die Folien mit großem Quellabstand wegen des Faktors r^4

[1]) Glasstone, S., Edlund, M. C., The Elements of Reactor Theory, London 1952, S. 365.
[2]) Hill, Roberts, Fitch, J. Appl. Phys. **26** (1955), 1013.
[3]) Baer, W., J. Appl. Phys. **26** (1955), 1235.
[4]) Auger, Munn, Pontecorvo, Can. J. Res. **A 25** (1947), 157. — Rush, J. H., Phys. Rev. **73** (1947), 271.
[5]) Roberts, Hill, McCammon, Phys. Rev. **80** (1950), 6.
[6]) Caswell, Gabbard, Doering, Padgett, Phys. Rev. **94** (1954), 786.
[7]) Wilkins, Hellens, Zweifel, Genf. Ber. Bd. 5, S. 62, P/597. — Marshak, R. E., Rev. Mod. Phys. **19** (1947), 185.

in der Definitionsgleichung besonders stark in den Wert des Integrals eingehen. Gerade diese haben aber geringe Aktivitäten und somit den größten statistischen Fehler. Nun wird bei H_2O in größeren Quellabständen die Flußdichte nur noch von solchen Neutronen bestritten, die dorthin ohne einen einzigen Stoß vorgedrungen sind und dort ihren ersten Stoß erleiden. Wegen der starken Abnahme der freien Weglänge mit der Energie entfernen sie sich von dieser Stelle nur mehr wenig[1]). Infolgedessen geht die Ortsabhängigkeit von $r^2 \Phi_{\text{th}}(r)$ bzw. $r^2 q(r)$ für $r > 20$ cm in eine reine Exponentialfunktion über (s. Fig. **561.1**), und es wird daher $A(r)\, r^2 = k\, \mathrm{e}^{-r/l}$, wobei A die entsprechende Aktivierung bedeutet. Die Relaxationslänge l kann man bestimmen[2]). Dadurch hat man die Möglichkeit, von einem Wert r_0 ausgehend, den Integranden rechnerisch bis ins Unendliche zu extrapolieren gemäß der Beziehung

$$\int_{r_0}^{\infty} \mathrm{e}^{-r/l}\, r^n\, \mathrm{d}r = l\, \mathrm{e}^{-r_0/l} \sum_{i=0}^{n} \frac{n!}{(n-i)!}\, r_0^{n-i}\, l^i, \quad n = 0, 2, 4 \ldots \tag{29}$$

Bei Messungen mit schwachen Neutronenquellen ist man oft gezwungen, fast ein Drittel des Integrals zu extrapolieren. Die durch die Konverterquelle verfügbar gewordenen starken Intensitäten erlauben es indessen, z. B. in Wasser bis zu Quellenabständen von 90 cm zu messen, wodurch der zu extrapolierende Anteil nur mehr ganz wenig zum Gesamtwert von $\bar{\tau}$ beiträgt. Die starken Quellen ermöglichen weiterhin auch die Messung der höheren Momente $\overline{r^4}$, $\overline{r^6}$, $\overline{r^8}$ der Dichteverteilung[3]).

Man wird hier fragen, ob die Werte des Fermi-Alters für reine Moderatoren überhaupt im Reaktorbau Bedeutung besitzen, da man es stets mit heterogenen oder homogenen Uranmoderatorgemischen zu tun hat. Nun ist in D_2O- und in graphitmoderierten Reaktoren der relative Brennstoffgehalt im Moderator sehr gering. Man kann daher annähernd diesen Metallzusatz im Moderator nur als eine kleine Korrektur behandeln, indem man annimmt, es liege nur eine Verringerung an moderationsfähigen Atomkernen vor, jedoch keine Veränderung der Streueigenschaften. Während man also hier mit den „reinen“ Werten auskommt, gelingt dies bei H_2O-moderierten Reaktoren keinesfalls, weil bei diesen der Gehalt an Brennstoff sehr hoch ist. Diesbezügliche Messungen, die direkt in Uran-H_2O-Systemen durchgeführt wurden, sind in 3.324 beschrieben. Eine Anzahl Messungen befassen sich mit Metall-Wasser-Gemischen für verschiedene Mischungsverhältnisse (stets in heterogener Anordnung)[4]). Die theoretische Behandlung der Moderation in Metall-Wasser-Gemischen wurde von Volkin[5]) dargestellt.

Im vorhergehenden Abschnitt wurde neben der stationären Messung der Diffusionslänge auch ein dynamisches Verfahren für deren Bestimmung erläutert. Etwas Ähnliches ist auch hier möglich[6]): Unter Verwendung der Fermi-Theorie (s. 3.226) erhält man für den zeitlichen Abbau der Neutronenflußdichte in Gegenwart einer gepulsten Quelle den Ausdruck

$$\Phi = F\, \mathrm{e}^{-t/\Theta}, \tag{30}$$

wobei $F = f\, \mathrm{e}^{-\bar{\tau} \mathsf{B}^2}$ ist; f hängt in einfacher Weise von der Geometrie der Anordnung sowie von Quell- und Sondenort ab (bezüglich der Definition von B^2 und Θ s. 3.313 2). Mißt man nun F für verschiedene Geometrien, d. h. für verschiedene B^2, dann kann man daraus das Fermi-Alter $\bar{\tau}$ finden.

---

[1]) Flügge, S., Phys. Z. **44** (1943), 445. — Secrest, L., Phys. Rev. **77** (1950), 141. — Das Cd-Verhältnis nimmt in diesem Bereich einen konstanten Wert an, s. Rush, J. H., Phys. Rev. **73** (1947), 271.

[2]) Tittmann, J., Phys. Rev. **90** (1953), 256.

[3]) Hill, Roberts, Fitch, J. Appl. Phys. **26** (1955), 1013.

[4]) Munn, A. M., Pontecorvo, B., Can. J. Res. **A 25** (1947), 157. — Roberts, Hill, Fitch, J. Appl. Phys. **26** (1955), 1018. — Baer, W., J. Appl. Phys. **26** (1955), 1235.

[5]) Volkin, H. C., J. Appl. Phys. **25** (1954), 83.

[6]) Ramanna, u. a., J. Nucl. Energy **2** (1955), 145. — Antonov u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 3, P/661.

3.315 Bestimmung der Resonanzparameter und des Resonanzintegrals

Das Resonanzintegral gestattet es, den Einfang in einem Material zu berechnen, das einer epithermischen $1/E$-Flußdichte ausgesetzt ist. Es lautet:

$$J = \int_{0,4\,eV}^{\infty} \sigma_a(E)\,\mathrm{d}E/E. \tag{31}$$

Die untere Grenze des Integrals wird üblicherweise mit der Durchlässigkeitsgrenze des Cadmiumfilters, 0,4 eV, identifiziert. Es gibt drei ausgezeichnete Fälle, in denen J berechnet oder abgeschätzt werden kann[1]: a) Reiner $1/v$-Absorber. Hier ist auf Grund einer einfachen Integration $J = \sigma_a(E_{\text{th}})/2$. b) Elemente, bei denen der Wert des Resonanzintegrals im wesentlichen durch eine einzige, im Bereich weniger eV liegende starke Resonanz bestimmt wird. Der Einfluß höher liegender Resonanzen ist dann meist zu vernachlässigen, einerseits wegen des Faktors $1/E$, andererseits wegen der Abnahme des Resonanzeinfangquerschnitts mit zunehmender Energie. Hier ergibt die Integration, wenn man für σ_a eine Energieabhängigkeit gemäß der Breit-Wigner-Formel (s. 1.183) ansetzt,

$$J = 2\pi\,\sigma_a(E_{\text{th}})\,(E_{\text{th}}\,E_0)^{1/2}/\Gamma; \tag{32}$$

dabei ist Γ die Halbwertsbreite der Resonanz, E_0 die Resonanzenergie. c) Absorber, bei denen eine Anzahl von Resonanzen zum Resonanzintegral beiträgt. Man nimmt an, sie seien statistisch über den ganzen Energiebereich verteilt[2], und führt die sog. mittleren Resonanzparameter $\overline{\Gamma_\gamma}$, $\overline{\Gamma_{\text{n}}^0}$, und $\overline{D}$ ein[3]: $\overline{\Gamma_\gamma}$ ist die Linienbreite für Einfang, gemittelt über eine Anzahl von Resonanzen, $\overline{D}$ ist der mittlere Abstand zwischen den Resonanzen, $\overline{\Gamma_{\text{n}}^0}$ ist die reduzierte Linienbreite für Streuung ($\Gamma_{\text{n}}^0 = \Gamma_{\text{n}}/\sqrt{E}$). Nach den Aussagen der Kontinuumstheorie[7]) gilt, daß die Größen

$$\gamma = 2\pi\,\overline{\Gamma_\gamma}/\overline{D} \quad \text{und} \quad \delta = 2\pi\,\overline{\Gamma_{\text{n}}^0}/\overline{D} \tag{33}$$

in einem beschränkten Bereich von der Energie unabhängig sind. Unter diesen Annahmen kann man die Integration ausführen. Es ergibt sich

$$J = \frac{1{,}3\,\text{MeV}\cdot\text{barn}}{E_0}\,\gamma\,\frac{\beta - \ln(1+\beta)}{\beta^2}. \tag{34}$$

Dabei ist $\beta = \gamma/\delta\,\sqrt{E_0/e\text{V}}$ und E_0 die Energie der untersten Resonanz. Die individuellen Parameter Γ_γ, Γ_n und E_0 der tiefliegenden Resonanzen sind in großer Anzahl bekannt[4] (z. B. sind bei U^{238} im Energiebereich bis 400 eV 18 Resonanzen untersucht). Daraus kann man durch Mittelung die benötigten Größen (γ und δ) erhalten[5] und diese wegen der erwähnten Energieunabhängigkeit im gesamten Integrationsbereich des Resonanzintegrals verwenden. Auf anderem Wege erhält man die Größe γ aus der Messung des mittleren Einfangquerschnittes $\overline{\sigma_a}$ bei höherer Energie[6], der nach den Aussagen der Kontinuumstheorie[7] gegeben ist durch

$$\overline{\sigma_a} = \pi\,\lambda\!\!\!^{-2}\,\gamma, \tag{35}$$

wo $\lambda\!\!\!^{-} = 4{,}55\cdot 10^{-10}\ \text{cm}/\sqrt{E/e\text{V}}$, die Neutronenwellenlänge ist.

[1]) Dresner, L., J. Nucl. Energy **2** (1955), 118.

[2]) Hurwitz, H., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 328, P/590. — Lang, J. M. B., LeCouteur, K. J., Proc. Phys. Soc. **A 67** (1954), 586. — Heidmann, J., Bethe, H. A., Phys. Rev. **84** (1951), 274. Über die statistische Verteilung $w(\Gamma_\gamma)$, $w(\Gamma_{\text{n}}^0)$, ... der Größen Γ_γ, Γ_{n} um ihre Mittelwerte siehe Lane, A. M., ORNL-2309 (Gatlinburg Conference 1958) und Porter, C. E., Thomas, R. G., Phys. Rev. **104** (1956), 483.

[3]) Hughes, D. J., u. Harvey, J. A., Bull. Am. Phys. Soc. **30** (1955), 22 u. 23.

[4]) Neutron Cross Sections, Hughes, D. J., Harvey, J. A., AECU-2040, London 1955.

[5]) Harvey, Hughes, Carter, Pilcher, Phys. Rev. **99** (1955), 10. — Dresner, L., J. Nucl. Energy **2** (1955), 118.

[6]) Die Resonanzstruktur des Einfangquerschnitts liegt bei den schwereren Kernen oberhalb des keV-Bereiches jenseits des möglichen experimentellen Auflösungsvermögens, so daß man nur Mittelwerte über viele Resonanzen erhalten kann.

[7]) Blatt, J. M., Weisskopf, V. F., Theoretical Nuclear Physics, New York 1952.

Ebenfalls aus Messungen im Bereich einiger 100 keV erhält man die Größe δ mittels der am Ende von 3.315 erwähnten Untersuchungen.

Die Kenntnis der mittleren Resonanzparameter findet eine wichtige Anwendung für die Reaktorberechnung bei der Diskussion des effektiven Resonanzintegrals von Uran[1]) sowie neuerdings beim Studium des Resonanzeinfangs und dessen Temperaturkoeffizienten im mittelschnellen und schnellen Reaktor[2]). Die experimentelle Bestimmung der Resonanzparameter und die direkte Ermittlung des Resonanzintegrals werden in den folgenden Abschnitten besprochen. Die Messung des mittleren Einfangquerschnitts $\overline{\sigma_a}$ für 1 MeV-Neutronen beschreiben wir in 3.342. In der Arbeit von Dresner[3]) sind die gemäß den unter b) und c) angegebenen Beziehungen errechneten Resonanzintegrale mit den gemessenen Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist unterschiedlich, da die bei der Rechnung verwendeten Resonanzparameter nicht immer hinreichend genau bekannt sind.

Bisher war nur vom gewöhnlichen Resonanzintegral die Rede. Für Absorberdicken, die größer als die Absorptionsweglänge $\lambda_0 = 1/N_v \sigma_0$ im Resonanzmaximum sind, steht an Stelle von J das effektive Resonanzintegral J_{eff}, dessen Berechnung sehr schwierig ist. Für den Fall einer alleinstehenden Resonanz soll hier eine Abschätzung angegeben werden. Für die Sättigungsaktivierung je Volumeinheit A gilt [vgl. Gl. (3) und Gl. (5)]

$$A = \Phi\, N_v\, J_{\text{eff}}. \tag{36}$$

Nun erhält man aber A', die „spezifische Resonanzaktivierung" einer Folie der Dicke D und der Fläche F aus der Zahl der Neutronen, die je Zeit- und Energie-Intervall-Einheit beiderseits auf die Fläche F treffen, integriert über den Gesamtenergiebereich. Diese Zahl beträgt etwa $\Phi F\, \mathrm{d}E/2E$[4]). Von der Integration liefert nur ein schmales Energieintervall $\varepsilon = \Gamma\sqrt{D\,\Sigma_0}$ für $D \gg \lambda_0$ (s. 3.315 1) einen Beitrag[5]). Folglich wird die Aktivierung der Folie $A' = \Phi F\, \Gamma \sqrt{D\,\Sigma_0}/2\,E_0$, wobei E_0 die Resonanzenergie ist. Somit wird die Aktivierung je Volumeinheit

$$A = \Phi\, \Gamma \sqrt{D\,\Sigma_0}/2D\, E_0 \tag{37}$$

und schließlich durch Vergleich mit Gl. (36) $J_{\text{eff}} \approx \Gamma \sqrt{\sigma_0/D\,N_v}/2E_0$.

Setzt man ferner für das gewöhnliche Resonanzintegral die Abschätzungsformel $J = \pi\, \sigma_0\, \Gamma/2E_0$, so wird

$$J_{\text{eff}}/J \approx \frac{1}{\pi}\sqrt{\lambda_0/D} \quad \text{für} \quad D \gg \lambda_0. \tag{38}$$

3.315 1 Experimentelle Bestimmung der individuellen Resonanzparameter

Der Verlauf des Einfangquerschnitts wird in der Umgebung einer isoliert stehenden Resonanz durch die Breit-Wigner-Formel in Strenge beschrieben. Sie lautet (s. 1.183):

$$\sigma_a(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} (E_0/E)^{1/2} \frac{1}{1+x^2}. \tag{39}$$

Dabei ist $x = 2\,(E - E_0)/\Gamma$, $\Gamma = \Gamma_{\text{n}} + \Gamma_\gamma + \ldots$ ist die Halbwertsbreite, $\sigma_0\, \Gamma_\gamma/\Gamma = \sigma_{0\,a}$ der Scheitelwert des Resonanzeinfangquerschnitts und E_0 die Resonanzenergie. Wir wollen von Spaltung absehen und ferner vorderhand annehmen, daß man die Resonanzstreuung vernachlässigen darf, so daß $\Gamma_{\text{n}} \ll \Gamma_\gamma$ und $\Gamma_\gamma/\Gamma \approx 1$ wird. Diese Annahme trifft bei den schwereren Kernen im eV-Bereich zu. Damit ist das Verhalten

---

[1]) Wigner, Creutz, Jupnik, Snyder, J. Appl. Phys. **26** (1955), 260.

[2]) Goertzel, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 472, P/613.

[3]) Dresner, L., J. Nucl. Energy **2** (1955), 118. — Macklin, R. L., Pommerance, H. S., Genf. Ber. 1955 Bd. 5, S. 96, P/833.

[4]) Glasstone, Edlund, Milton, The Elements of Reactor Theory, New York 1952, S. 259.

[5]) S. auch Gurewich, I. I., Pomeranchouk, I. Y., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 466, P/649.

des Einfangquerschnitts durch die Kenntnis der Parameter Γ, σ_0 und E_0 vollständig beschrieben. Wir besprechen die Gewinnung dieser Größen aus den Meßkurven, die die Transmission eines Absorbers

$$T = \mathrm{e}^{-N_v \sigma_t(E) D} \approx \mathrm{e}^{-N_v \sigma_a(E) D} \tag{40}$$

in Abhängigkeit von der Energie wiedergeben. (Die experimentelle Gewinnung der Transmissionskurven ist in 1.18 beschrieben.) Nun ist normalerweise eine aus Transmissionsversuchen ermittelte Wirkungsquerschnittskurve $\sigma'(E)$ nicht identisch mit derjenigen, welche die Breit-Wigner-Formel beschreibt: Da mit E_0 die Energie gegenüber dem ruhenden Kern gemeint ist, bewirkt die thermische Bewegung der Absorberatome eine „Verschmierung" der Lage der Resonanz im Laborsystem (Doppler-Effekt) und damit eine Verformung der Resonanzkurve. Die Zunahme der Linienbreite durch diesen Effekt ist von der Größenordnung des temperaturabhängigen Parameters

$$\Delta = 2\,(E_0\, kT/\mathsf{A})^{1/2}.$$

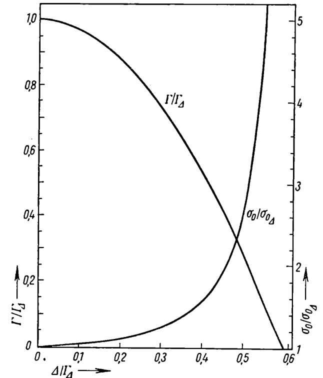
Für $\Delta \ll \Gamma$ kann der Doppler-Effekt bei der Auswertung der Resonanzkurve vernachlässigt werden. Eine weitere unvermeidliche Entstellung der Kurvenform kommt durch das unvollkommene Auflösungsvermögen des Neutronenmonochromators zustande. Wir nehmen zunächst an, der Effekt der schlechten Auflösung habe nur einen geringen Einfluß. Der Verlauf des Einfangquerschnitts mit Doppler-Effekt ist dann gegeben durch die Funktion

$$\sigma_a'(E) = (E_0/E)^{1/2}\,\sigma_0\,\Psi(\beta, x), \tag{41}$$

wobei $$\Psi = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-(x-y)^2/\beta]}{1+y^2}\,\mathrm{d}y,$$

$\beta = 2\Delta/\Gamma$, $y = 2(E' - E_0)/\Gamma$ bedeuten.

Es zeigt sich, daß $\sigma_a'(E)$ ein breites plateauartiges Maximum hat, dessen Ausdehnung ungefähr Δ beträgt; für größere Entfernungen von diesem Plateau geht $\sigma_a'(E)$ allmählich in $\sigma_a(E)$ über. Man hat die Funktion $\Psi(\beta, x)$ tabelliert[1], so daß man zu jedem Wert des Parameters β die Form der Resonanzkurve angeben kann[2]). Damit ist dann auch die Aufgabe gelöst, eine Relation zwischen den Resonanzparametern der dopplerverbreiterten Resonanz, $\sigma_{0\Delta}$ und Γ_Δ, und den „natürlichen" Parametern σ_0 und Γ zu finden (s. Fig. **565.1**). Bezüglich weiterer Verfahren zur Gewinnung der Resonanzparameter aus gemessenen Wirkungsquerschnittskurven verweisen wir auf die Literatur[3]). Sie beruhen meist auf der Anpassung der analytischen Funktion an die gemessene Kurve. Wir erwähnen hier die „Analyse der Linienflügel", bei der die gemessene Kurve nur in den Resonanzflügeln ausgewertet wird, d. h. in dem Bereich, in dem sich der Doppler-Effekt sowie mangelhaftes Auflösungsvermögen nicht auswirkt. Man erhält dabei die Größe $\sigma_0\,\Gamma^2$.



565.1 Berechnetes Diagramm zur Bestimmung der Resonanzparameter Γ und σ_0, sofern die Doppler-Verbreiterung $\Delta = 2\,(E_0 kT/\mathsf{A})^{1/2}$, der Resonanzscheitelwert $\sigma_{0\Delta}$ und die Halbwertsbreite Γ_Δ der verbreiterten Resonanz gegeben sind. — Nach Melkonian, E., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 340, P/583.

---

[1]) Rose, Miranker, Leak, Rosenthal, Hendrickson, WAPD-SR-506, Okt. 1954, Bd. I/II.
[2]) Melkonian, E., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 340, P/583.
[3]) Seidl, Hughes, Palevsky, Levin, Kato, Sjöstrand, Phys. Rev. **95** (1954), 476. — Levin, J. S., Hughes, D. J., Phys. Rev. **101** (1956), 1328. — Bollinger, Dahlberg, Palmer, Thomas, Phys. Rev. **100** (1955), 126. — Sailor, V. L., Phys. Rev. **91** (1953), 53.

Ist die Auflösung des Monochromators, mit dem man die Resonanzkurve mißt, sehr schlecht (Auflösungsbreite $> \Gamma_\Delta$), dann bedient man sich der sog. Flächenmethode[1]): Bezeichnen wir mit $T(E)$ die Transmission einer Probe der Dicke D, dann ist die Fläche A der Einsenkung in der Kurve $T(E)$ (Fig. **566.1**) in der Umgebung der Resonanz gegeben durch

$$A = \int (1 - T)\,\mathrm{d}E = \int \left(1 - \mathrm{e}^{-N_v \sigma_a(E) D}\right) \mathrm{d}E. \tag{42}$$

566.1 Transmission einer Probe der Dicke D in Umgebung einer Resonanzstelle. Die Transmission zeigt dort eine Einbuchtung der Fläche A (schraffiert). Das linke Diagramm gibt den Fall $N\sigma_0 D < 1$, das rechte den Fall $N\sigma_0 D \gg 1$ qualitativ wieder.

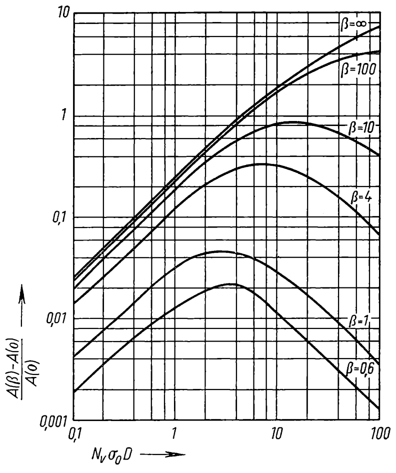
Nehmen wir nun eine sehr dünne Probe ($N_v \sigma_a D \ll 1$), dann ergibt die Entwicklung des Integranden und die Integration der Breit-Wigner-Formel

$$A = N_v D \int \sigma_a(E)\,\mathrm{d}E = \pi N_v D \sigma_0 \Gamma/2. \tag{43}$$

Wie man zeigen kann, ist dieses Ergebnis unabhängig vom Doppler-Effekt, d. h. vom Parameter β. Betrachten wir nun andererseits die dicke Probe, bei der $N_v \sigma_a D \gg 1$ ist, so erhält man in diesem Grenzfall für $\beta = 0$

$$A = \Gamma (N_v D \sigma_0 \pi)^{1/2}. \tag{44}$$

Für den Fall mittlerer Dicken und unter Berücksichtigung des Doppler-Effekts verweisen wir auf das numerisch gewonnene Diagramm (Fig. **566.2**), welches $[A(\beta) - A(0)]/A(0)$ in Abhängigkeit von $DN_v\sigma_0$ und β darstellt[2]). Macht man also zwei Messungen mit einer sehr dünnen und einer dicken Probe, so erhält man daraus zwei Gleichungen für σ_0 und Γ.



566.2 Berechneter Einfluß des Doppler-Effekts auf die Fläche der Resonanzeinbuchtung. $A(\beta)$ ist die Fläche mit, $A(0)$ dieselbe ohne Doppler-Effekt. $\beta = 2\Delta/\Gamma$. — Nach Melkonian, E., Havens, Rainwater, Phys. Rev. **92** (1953), 702.

Zur besseren Veranschaulichung des Problems wollen wir uns die Herkunft der Beziehung für A im Fall der dicken Probe klarmachen. Die Fläche A ist, wie man Fig. **566.1** entnimmt, ungefähr gleich ε. Dabei ist ε das Energieintervall, innerhalb dessen die Transmission auf 1/e abgesunken ist. Dessen Breite erhalten wir aus der Breit-Wigner-Formel, wenn wir den Exponenten in $T = \mathrm{e}^{-N_v \sigma_a(E) D}$ gleich eins setzen. Dabei ergibt sich mit $2(E - E_0) = \varepsilon$

$$N_v \sigma_0 D = 1 + (\varepsilon/\Gamma)^2 \tag{45}$$

oder wegen $N_v \sigma_0 D \gg 1$

$$A \approx \varepsilon = \Gamma (N_v D \sigma_0)^{1/2} \tag{46}$$

(den hier fehlenden Zahlenfaktor $\pi^{1/2}$ ergibt die strenge analytische Ausrechnung des Integrals). Jetzt können wir auch den in Fig. **566.2** dargestellten Einfluß des Doppler-Effekts qualitativ verstehen: Für kleine Dicken ist dieser gering, weil eine Ver-

[1]) Melkonian, Havens, Rainwater, Phys. Rev. **92** (1953), 702. — Havens, W. W., Rainwater, L. J., Phys. Rev. **83** (1951), 1123, u. **70** (1946), 154.

[2]) Melkonian, Havens, Rainwater, Phys. Rev. **92** (1953), 702.

breiterung der Resonanzkurve mit einer Verringerung der Einsenkung in der $T(E)$-Kurve einhergeht (Fig. **566.1**) und somit die Fläche A konstant bleibt. Bei größeren Dicken kann sich indessen die Tiefe der Einsenkung nicht mehr ändern, da sie praktisch bis zur Linie $T = 0$ herunterreicht: Damit wirkt sich die Änderung in deren Breite, ε, allein aus, und A nimmt mit β merklich zu. Bei sehr großen Dicken hingegen ist die Zone verschwindender Transmission dermaßen breit, daß die Linienverbreiterung durch den Doppler-Effekt nicht über diese Zone herausgreifen kann: Das bewirkt, daß der Einfluß desselben auf A wieder geringer wird. Die experimentelle Bestimmung der Fläche A ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Sie rührt von den Ausläufern der Resonanz her, die einen schwachen Effekt über einen großen Energiebereich liefern. Ferner wirkt sich in größeren Abständen von der untersuchten Resonanz auch der Einfluß von Ausläufern benachbarter Resonanzen aus.

Normalerweise bestimmt man die Transmission eines Absorbers mit Hilfe eines Neutronenzählrohrs. In neuerer Zeit geht man manchmal dazu über, das Zählrohr durch eine Indikatorfolie zu ersetzen, die aus demselben Material besteht wie die Absorberprobe[1][2]. Man zählt dann die beim Einfang der Neutronen in diesem Indikator spontan emittierten Gamma-Quanten. Bezeichnen wir mit T_{SA} (SA = Selbst-Anzeige) das Verhältnis von Gamma-Zählrate mit zu Gamma-Zählrate ohne den Absorber, so gilt offenbar

$$T_{\mathrm{SA}} = \frac{\int (1 - T_0)\, T_1 \,\mathrm{d}E}{\int (1 - T_0)\,\mathrm{d}E} = \frac{\int T_1 \,\mathrm{d}E - \int T_{01}\,\mathrm{d}E}{\int (1 - T_0)\,\mathrm{d}E}. \tag{47}$$

Darin bedeutet $T_0 = \mathrm{e}^{-N \sigma_a D_0}$ die Transmission des Indikators, $T_1 = \mathrm{e}^{-N_v \sigma_a D_1}$ die des Absorbers und $T_{01} = \mathrm{e}^{-N_v \sigma_a (D_0 + D_1)}$ die von Indikator und Absorber zusammen. Aus diesem Ausdruck kann man wieder die Resonanzparameter ermitteln, wenn man Messungen mit verschiedenen Absorber- und Indikator-Dicken durchführt. Ein Diagramm, das T_{SA} als Funktion der Resonanzparameter und des Verhältnisses D_0/D_1 darstellt, enthält der Bericht von Melkonian[1]. Ein weiteres Verfahren, das ebenfalls mit Gamma-Zählung arbeitet, mißt direkt die Zahl der im Absorber eingefangenen Neutronen (Absorptions-Experiment)[3], d. h. Absorber und Detektor sind hier identisch[4]. Dabei tritt allerdings die Schwierigkeit auf, daß man die Ansprechempfindlichkeit des Detektors für die Gamma-Quanten absolut bestimmen muß. Man bedient sich hierzu einer Absorptionsresonanz, die so stark ist, daß in ihrer Umgebung ein (im Hinblick auf Gamma-Absorption) hinreichend dünner Indikator für die Neutronen als „schwarz" angesehen werden kann, so daß jedes Neutron ein Gamma-Quant auslöst und dieses auch dem Indikator entweichen kann. Ferner muß man durch eine Koinzidenzmessung feststellen, ob unter Umständen mehrere Quanten gleichzeitig emittiert werden und ob deren Zahl von Resonanz zu Resonanz konstant bleibt. Eine weitere Komplikation bei solchen Absorptionsmessungen ist die folgende: Wenn in der Einfangresonanz Γ_n/Γ_γ nicht sehr klein ist, dann geschieht es, daß Neutronen erst nach einem oder mehreren Streuvorgängen eingefangen werden. Dadurch steigt die Einfangrate in schwer auswertbarer Weise an. Deshalb muß man hier auf die Versuche mit dicken Absorbern meist verzichten. Die beiden besprochenen Methoden, welche die Gamma-Zählung zur Grundlage haben, besitzen einen großen Vorteil gegenüber der konventionellen Neutronenzählung mit Zählrohren: Die kleine räumliche Ausdehnung des Indikators sowie das hohe zeitliche Auflösungsvermögen der Gamma-Zähler (meist NaJ-Szintillationszähler mit Multiplier) ermöglichen in Ver-

[1]) Melkonian, E., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 340, P/583.
[2]) Monahan, J. E., Langsdorf, A., Bull. Am. Phys. Soc. **30**, Nr. 1, (1955), 8.
[3]) Meservey, E., Phys. Rev. **96** (1954), 1006. — Rae, E. R., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 110, P/426.
[4]) Hier mißt man ausdrücklich den Einfangquerschnitt und die Parameter Γ und σ_{0a}, während im eingangs besprochenen Transmissionsversuch die Parameter Γ und σ_0 erhalten werden.

bindung mit gepulsten Neutronenquellen ein sehr hohes zeitliches und damit energetisches Auflösevermögen.

Wir wollen nun die eingangs gemachte Einschränkung, der Einfang sei der einzige in Betracht zu ziehende Prozeß, fallen lassen und kurz erläutern, wie man im allgemeinen Fall die Resonanzparameter findet. Wir erhalten aus den Experimenten grundsätzlich folgende Größen: a) Aus Transmissionsversuchen: $\sigma_0\, \Gamma$ (dünner Absorber) und $\sigma_0\, \Gamma^2$ (dicker Absorber; sowie aus der Analyse der Linienflügel). b) Aus Absorptionsexperimenten: $\sigma_{0a}\, \Gamma$ (dünner Absorber; Versuche mit dicken Absorbern sind aus dem obenerwähnten Grund hier undurchführbar). c) Aus Resonanzstreuversuchen[1], die wir hier nicht besprechen wollen: $\sigma_{0s}\, \Gamma$ (dünne Streufolie). Unter Verwendung der bekannten Beziehungen zwischen den Resonanzparametern

$$\begin{aligned} \Gamma &= \Gamma_\gamma + \Gamma_\mathrm{n} \\ \sigma_0 &= 4\pi\, \lambda\!\!\!^{-2}\, g\, \Gamma_\mathrm{n}/\Gamma \\ \sigma_{0a} &= 4\pi\, \lambda\!\!\!^{-2}\, g\, \Gamma_\mathrm{n}\, \Gamma_\gamma/\Gamma^2 \end{aligned} \tag{48}$$

kann man nun aus den obigen vier experimentellen Bestimmungsstücken vier Gleichungen für drei unabhängige Größen, etwa Γ_n, Γ_γ und g aufstellen. Die Überbestimmung ermöglicht noch einen Test über die Konsistenz der Messungen[2]. Darüber hinaus ergibt sich eine weitere Erhöhung der Sicherheit in den Ergebnissen auf Grund der Tatsache, daß der Spinfaktor g bei den in Frage kommenden Neutronenenergien nur zweier diskreter Werte fähig ist, entsprechend den beiden Spinorientierungen des Neutrons. Die Parameter der Resonanzen im Bereich unter 1000 eV sind für die meisten Elemente mehr oder weniger genau bestimmt worden[3]. Mit besonderer Sorgfalt hat man diejenigen reaktorphysikalisch interessanten Stoffe untersucht, bei denen die Resonanzausläufer in den thermischen Energiebereich einmünden, z. B. bei Xe^{135}[4], Pu^{240} und von Pu^{239}[5].

In dem Energiebereich, in dem eine Auflösung einzelner Resonanzen nicht mehr möglich ist, kann man dennoch experimentellen Aufschluß über die mittleren Resonanzparameter erhalten. Man geht dabei von folgender grundsätzlichen Überlegung aus: Für das Komplement der Transmission, gemittelt über die Energie, erhält man

$$\begin{aligned} 1 - A &= \int (1 - \mathrm{e}^{-N_v \sigma(E) D})\, \mathrm{d}E = N_v D \int \sigma(E)\, \mathrm{d}E - (N_v D)^2 \int \sigma(E)^2\, \mathrm{d}E/2 + \cdots \\ 1 - A &= N_v D \overline{\sigma} - (N_v D)^2\, \overline{\sigma^2}/2 + \cdots \end{aligned} \tag{49}$$

Die Striche bedeuten dabei eine Mittelung über mehrere Resonanzen, wie sie infolge der unvollkommenen Auflösung der Apparatur bei höheren Energien notwendig stattfindet. Nimmt man nun Messungen für verschiedene Probendicken vor, so erhält man die linearen und die quadratischen Mittelwerte des Wirkungsquerschnitts. Die Anforderungen an die Meßgenauigkeit sind dabei sehr hoch. Man findet dann unter Verwendung der Breit-Wigner-Formel Beziehungen, die den mittleren Resonanzparameter $\overline{\Gamma_\mathrm{n}^0}/\overline{D}$ zu berechnen gestatten[6].

3.315 2 Direkte Messung des Resonanzintegrals

Bezeichnet man das Cadmiumverhältnis des zu untersuchenden Materials mit C_x, das eines Standardabsorbers mit C_s, dann gilt unter Verwendung der in 3.311 gegebenen

[1]) Brockhouse, Hurst, Bloom, Phys. Rev. **83** (1951), 840. — Tittman, J., Sheer, C., Phys. Rev. **83** (1951), 746. — Borst, L. B., Phys. Rev. **90** (1953), 859. — Kato, Hughes, Levin, Phys. Rev. **93** (1954), 931. — Harries, Muehlhause, Thomas, Phys. Rev. **79** (1950), 11.

[2]) Rae, E. R., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 110, P/426.

[3]) Neutron Cross Sections, Hughes, D. J., Harvey, J. A., AECU-2040, London 1955.

[4]) Bernstein, S., Smith, E. C., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 153, P/591.

[5]) Raffle, J. F., Price, B. T., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 187, P/422.

[6]) Darden, Okazaki, Becker, Phys. Rev. **98** (1955), 1147. — Monahan, J. E., Langsdorf, A., Phys. Rev. **98** (1955), 1147. — Darden, S. E., Phys. Rev. **99** (1955), 748.

Definition für das Resonanzintegral J_x der Probe

$$J_x = J_s \frac{\sigma_{a\,(\text{th})}(x)}{\sigma_{a\,(\text{th})}(s)} \left(\frac{C_s - 1}{C_x - 1}\right). \tag{50}$$

$\sigma_{a\,(\text{th})}(x)$ und $\sigma_{a\,(\text{th})}(s)$ sind die bekannten thermischen Aktivierungsquerschnitte von Probe und Standard. Damit kann J_x aus der Messung des Cadmiumverhältnisses in einem Reaktor relativ zu J_s bestimmt werden [1][2]. Das Resonanzintegral des Standards, einer Goldfolie von 0,01 mg/cm² Stärke, wurde durch die Integration $\int \sigma_a(E)\,\mathrm{d}E/E$ errechnet. $\sigma_a(E)$ ist für die 4,9 eV-Resonanz kristallspektrometrisch und für höhere Resonanzen in Zerhacker-Versuchen (vgl. 1.182) durchgemessen worden[3]. Es ergibt sich $J_s = 1558$ barn mit 4% Genauigkeit. Wir weisen darauf hin, daß bei den in der Literatur angegebenen Werten J_x meist der Anteil des Einfangs, der nicht von der Resonanz herrührt ($1/v$-Anteil), in Abzug gebracht ist. Er beträgt etwa $0{,}4 \cdots 0{,}5\,\sigma_{a\,(\text{th})}$. Der Zahlenfaktor hängt dabei von der unteren Grenze des Resonanzintegrals ab und wird damit maßgeblich von der Dicke des verwendeten Cadmiumfilters bestimmt. Nach Abzug dieses Anteils, den man experimentell durch Vergleich mit einem reinen $1/v$-Absorber bestimmen kann[2], ist J_x von der Dicke des Filters unabhängig (es sei denn, die Resonanz liege so tief, daß ihr linker Ausläufer bis in die Nähe der Cadmium-Grenzenergie reicht).

An Stelle dieser Aktivierungsmethode zur Bestimmung des Resonanzintegrals könnte man auch eine Relativbestimmung aus der Absorption mittels des Reaktor-Oszillators vornehmen (s. 3.322). Die Hauptschwierigkeit bei der Messung des Resonanzintegrals ist diejenige, daß man Folien verwenden muß, deren Dicke klein gegen die Absorptionsweglänge im Resonanzmaximum ist. Das verlangt meist Flächengewichte unter 0,1 mg/cm²; der Meßeffekt wird dann entsprechend gering.

3.316 Messung der Spaltneutronenausbeute

Man bestimmt aus einem Exponentialversuch die kritische Größe einer Reaktorstruktur, ferner anhand von integralen Messungen (s. 3.32) die Größen ε, p, f und M^2. Damit wird die kritische Gleichung zur Bestimmungsgleichung der Spaltungsausbeute η für Reaktorneutronen. Diese Größe kann man auch aus einer Reaktor-Oszillatormessung bekommen (s. 3.312 1): Man unterstellt, daß die je Einfang im spaltbaren Material frei werdenden schnellen Neutronen mit demselben Gewichtsfaktor in die Amplitude der Flußoszillation linear eingehen wie die im thermischen Energiebereich durch Einfang im Brennstoff verschwindenden. Dann wird diese Amplitude $\mathfrak{A}$ ersichtlich proportional $\eta - 1$. Durch Vergleichsmessung mit einem Absorber von bekanntem Einfangquerschnitt, z. B. Bor, erhält man somit η aus der Gleichung

$$\mathfrak{A}/\mathfrak{A}_{\text{Bor}} = \Sigma_{a\,B}\,(\eta - 1)/\Sigma_{e\,\text{Bor}}, \tag{51}$$

in der $\Sigma_{e\,B}$ der Einfangquerschnitt des Brennstoffs ist, der von Transmissionsexperimenten her als bekannt angesehen werden darf.

Neben der direkten Messung kann man η auch indirekt unter Benützung der Definitionsgleichung dieser Größe ermitteln. Es ist (s. 1.29)

$$\eta = \bar{\nu}/(1 + \alpha). \tag{52}$$

Wir benötigen also die Größe $\bar{\nu}$, welche die Zahl der im Mittel je Spaltung frei werdenden Neutronen angibt, ferner das Verhältnis $\alpha = \sigma_e/\sigma_{sp}$, das man aus den thermischen Einfang- und Spaltquerschnitten errechnen kann. Eine experimentelle Bestimmung

---

[1] Macklin, R. L., Pomerance, H. S., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 96, P/833 und J. Nucl. Energy **2** (1956), 243.

[2] Harris, Muehlhause, Thomas, Phys. Rev. **79** (1950), 11.

[3] Wood, Landon, Sailor, Phys. Rev. **98** (1955), 639. — Seidl, Hughes, Palevsky, Levin, Kato, Sjöstrand, Phys. Rev. **95** (1954), 476.

von α kann mittels der Vergiftungskoeffizienten-Methode (s. 3.312) geschehen, wobei wir auf die Literatur verweisen[1]). Die Messung der Größe $\bar{\nu}$ ist durch die Entwicklung von großvolumigen Szintillationszählern[2]) auf elegante Weise möglich geworden[3]). Man erhält hierbei zunächst die Größen $P(\nu)$, welche die Wahrscheinlichkeiten dafür angeben, daß bei einem individuellen Spaltungsakt gerade ν Neutronen frei werden; der Mittelwert $\bar{\nu}$ ist dann gegeben durch $\bar{\nu} = \sum_{1}^{\infty} P(\nu)\,\nu$. Ein Tank von 70 cm Höhe und 70 cm Durchmesser ist mit einer Szintillationsflüssigkeit gefüllt, die etwa 0,3 % Cadmium enthält. Die Tankwand, die mit einem lichtreflektierenden Anstrich bedeckt ist, trägt 90 Photomultiplier. In der Zylinderachse befindet sich ein Rohr, das eine Spaltungskammer mit dem zu untersuchenden Material enthält. In das Rohr werden thermische Neutronen eingeschossen. Die dadurch in der Kammer ausgelösten Impulse setzen die Horizontalbewegung eines Kathodenstrahls in Gang. Die bei dem Spaltungsakt in der Kammer emittierten Neutronen gelangen in die Szintillationsflüssigkeit, in der sie moderiert werden und nach einer Zeit von einigen Mikrosekunden im Cadmium-Zusatz unter Emission von Gamma-Strahlung weggefangen werden. Gibt man die Gamma-Impulse von den Photomultipliern auf die Vertikalablenkung der Kathodenstrahlröhre, so erhält man demnach zunächst einen primären Impulszacken, hervorgerufen durch den Spaltungsakt selbst, und dann etwas später hintereinander weitere 1, 2, 3, ... Zacken, je nachdem beim Spaltungsakt 1, 2, 3, ... Neutronen emittiert worden sind. Dabei ist eine kleine Korrektur anzubringen, die berücksichtigt, daß hie und da zwei Neutronen „gleichzeitig", d. h. innerhalb des zeitlichen Auflösungsvermögens der Zählanordnung, ihren Einfang erleiden. Wichtig ist es, die Ansprechwahrscheinlichkeit der Anordnung zu bestimmen. Man ersetzt hierzu das spaltbare Material durch einen wasserstoffhaltigen Szintillationszähler, den thermischen Neutronenstrahl durch einen schnellen Neutronenstrahl: Nun erhält man die absolute Zahl der in die Szintillationslösung eintretenden Neutronen aus der Zählrate, weil jene und nur jene Neutronen im Szintillationskristall einen nachweisbaren Impuls geben, die um einen größeren Winkel, d. h. in den Szintillationstank hinein, gestreut wurden. Zugleich mißt man die Zahl der verzögerten Impulse. Das Verhältnis beider Zählraten gibt die Ansprechwahrscheinlichkeit, die bei dieser Anordnung etwa 0,8 ist. Diven bestimmte mit dem beschriebenen Verfahren die Größen $P(\nu)$ von $\nu = 1$ bis $\nu = 7$[4]) und damit auch die Größe $\bar{\nu}$ mit wenigen % Genauigkeit absolut. Eine bemerkenswerte Methode zur Bestimmung von $\overline{\nu^2}$, die ein Maß für die Breite der Verteilungsfunktion $P(\nu)$ ist, soll nur erwähnt werden: Sie bedient sich der Messung der statistischen Schwankungen der Neutronenflußdichte in einem Reaktor, die mit dieser Größe in mathematischem Zusammenhang steht[5]).

Um den Temperaturkoeffizienten von η diskutieren zu können, interessiert man sich für die Variation dieser Größe im Bereich einiger Hundertstel bis einiger Zehntel eV. Man bedient sich hierzu einer Bestimmung von $\eta(E)$ relativ zu $\eta(E_{\text{th}})$[6]). Ein monoenergetischer Neutronenstrahl trifft auf eine Uran- oder Pu-Folie, deren Dicke so groß ist, daß alle Neutronen in ihr absorbiert werden. Senkrecht zum Strahl (d. h. in der Folienebene) sind in Kreuzform vier Photomultiplier mit ZnS-haltigen Plexiglaszylindern angebracht, die zum Nachweis der Spaltungsneutronen dienen. Die Pulszahl des Neutronenzählers sei C_{sp}. Der auf die Probe einfallende Fluß wird aus der Pulszahl eines

[1]) Kanne, Stewart, White, Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 315, P/595. — Reactor Handbook Bd. I, Physics, New York 1955.
[2]) Reines, Cowan, Harrison, Carter, Rev. Sc. Instr. **25** (1954), 1061.
[3]) Diven, Martin, Taschek, Terrell, Phys. Rev. **101** (1956), 1012. — Hicks, Ise, Pyle, Phys. Rev. **101** (1956), 1016.
[4]) Die Emission von mehr als 7 Neutronen wurde nicht beobachtet.
[5]) Feynmann, DeHoffmann, Serber, J. Nucl. Energy **3** (1956), 64.
[6]) Palevsky, Hughes, Zimmermann, Eisberg, J. Nucl. Energy **3** (1956), 177.

BF_3-Zählers bestimmt. Der Borgehalt muß so gering sein, daß keine Selbstabschirmung stattfindet und somit die Ausbeute genau dem $1/v$-Gesetz folgt. Dann gilt, wenn C_B die Pulszahl des Borzählers bedeutet

$$\eta(E)/\eta(E_{\mathrm{th}}) = (C_{\mathrm{sp}}/C_B)\,(E_{\mathrm{th}}/E)^{1/2}/(C_{\mathrm{sp}}/C_B)_{E_{\mathrm{th}}}. \qquad (53)$$

Bei der Auswertung ist zu beachten, daß ein gewisser Anteil der Neutronen nach ihrem Eindringen in die Folie wieder herausgestreut wird, ehe ein Einfang stattfinden konnte[1]). Dieser Umstand setzt der Methode eine obere Grenze in der Energie, da mit zunehmender Energie der Einfangquerschnitt abnimmt und somit die Annahme eines „schwarzen“ Absorbers nicht aufrechterhalten werden kann. Wichtig ist, daß die hier verwendeten Neutronenzähler eine sehr geringe Ansprechwahrscheinlichkeit gegenüber den bei der Spaltung entstehenden Gamma-Quanten besitzen müssen[2]).

Ein weiteres Verfahren für die Bestimmung der Energieabhängigkeit von η soll kurz erwähnt werden[3]); der Grundgedanke ist dem der optischen Bestimmung von Absorptions- und Reflexionseigenschaften mittels der Ulbrichtschen Kugel in gewissem Sinne sehr ähnlich: Ein etwa 2 m großer Graphitkubus enthält in seinem Inneren einen Hohlraum von 50 cm Kantenlänge, in den durch einen Kanal ein gebündelter Neutronenstrahl eingeschossen wird. In den Graphitkubus sind gleichmäßig verteilt eine Anzahl von Neutronenzählern eingebettet, deren gesamte Zählrate man mißt. Sie ist proportional der Gesamtzahl der in den Hohlraum eingeführten Neutronen, unabhängig von deren Winkelverteilung und Energie. Setzt man nun eine Probe eines spaltbaren Materials diesem Neutronenstrahl im Inneren des Hohlraumes aus, dann tritt eine Änderung der insgesamt einfallenden Neutronenzahl auf, die man mit der Größe η in Beziehung setzen kann.

Obwohl sich $\sigma_{\mathrm{sp}}(E)$ und $\sigma_e(E)$ in der Umgebung von Resonanzstellen um viele Größenordnungen ändern, zeigt sich, daß dort die Variation von η mit der Energie eine relativ geringe ist (selten mehr als 100%). Diese rührt nur von Veränderungen von α her. $\bar{\nu}$ hingegen kann in einem ausgedehnten Energiebereich als völlig konstant angesehen werden: Da nämlich die Zahl der von den Spaltungstrümmern emittierten Neutronen von der Anregungsenergie der Spaltungstrümmer abhängt, ändert sich diese Neutronenzahl erst, wenn die Energie des spaltenden Neutrons in die Größenordnung der Anregungsenergie kommt.

Eine Verfeinerung der Neutronenbilanz eines thermischen Reaktors verlangt, daß man die Spaltungsausbeute auch im überthermischen Energiebereich von einigen eV bis zu einigen keV kennt und mitberücksichtigt. Dasselbe gilt für die Berechnung von Reaktoren mit mittelschnellen und schnellen Neutronen. Man beschränkt sich bei diesen Untersuchungen meist auf die Messung von α und sieht $\bar{\nu}$ in hinreichender Näherung als energieunabhängig an. Interessiert man sich für α-Werte in einem Energiebereich, in dem die Resonanzparameter der Spaltstoffe noch einigermaßen genau bekannt sind (bis etwa 50 eV), so erhält man in der Umgebung einer Resonanz unter Verwendung der Breit-Wigner-Formel unmittelbar $\alpha = \Gamma_\gamma/\Gamma_{\mathrm{sp}}$, wobei Γ_γ und Γ_{sp} die Halbwertbreiten für den (n, γ)- bzw. für den (n, sp)-Prozeß bedeuten[4]). In größerem Abstand von den Resonanzen gilt diese Beziehung nicht mehr, was aber den Wert dieser Überlegung nicht beeinträchtigt, weil die Energiebereiche zwischen den Resonanzen nicht viel zur Neutronenbilanz beitragen. Für Energien über 50 eV kann man dieses Verfahren nicht mehr durchführen, und man muß zu der ziemlich mühsamen und ungenauen massenspektroskopisch-chemischen Bestimmung von α greifen[5]):

---

[1]) Farley, F., J. Nucl. Energy **3** (1956), 33.
[2]) Hornyak, W. F., Rev. Sci. Instr. **23** (1952), 264.
[3]) Spyvack, Erozolimsky, Lavrenchyk, Dorofeyev, Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 91, P/659.
[4]) Egelstaff, P. A., Sanders, J. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 307, P/425.
[5]) Kanne, Stewart, White, Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 315, P/595.

Durch die Anwendung von Filtern verschiedener Dicke und Zusammensetzung (B, Cd-In-Ir, B-Cd-Gemische) kann man aus den von einem Reaktor gelieferten epithermischen Neutronen Flüsse mit verschiedener spektraler Zusammensetzung herstellen (Kanne verwendete solche mit mittleren Energien von 30, 100, 1200, 15000 eV). Diesen gefilterten Flüssen setzt man nun eine Probe aus dem Spaltmaterial hinreichend lange Zeit aus. Danach bestimmt man auf qualitativchemischem Wege, etwa aus der Menge des gebildeten Spaltprodukts Cs, dessen relative Ausbeute beim Spaltungsvorgang bekannt ist[1]), die Zahl der stattgehabten Spaltungen. Andererseits erhält man die Zahl der erfolgten nicht spaltenden Einfänge aus dem Isotopenverhältnis U^{236}/U^{235}, das man massenspektroskopisch messen kann[2]). Eine interessante Methode, Neutronenflüsse höherer mittlerer Energie für solche Filtermessungen herzustellen, stammt von Dearnly[3]): Man verwendet die Neutronen aus einem Berylliumblock, den man mit 2 MeV-Röntgen-Strahlung bestrahlt [Neutronen der Be(γ, n)-Reaktion].

3.32 Messung der geometrieabhängigen Größen

3.321 Bestimmung der thermischen Nutzung

Für die thermische Nutzung gilt die Definitionsgleichung:

$$f = \frac{\text{Zahl der im Brennstoff eingefangenen thermischen Neutronen}}{\text{Gesamtzahl der eingefangenen Neutronen}}$$

$$= \frac{V_B \Sigma_{aB} \cdot \bar{\Phi}_B}{V_B \Sigma_{aB} \bar{\Phi}_B + V_M \Sigma_{aM} \bar{\Phi}_M}. \tag{54}$$

V_B und V_M sind die Volumina von Brennstoff und Moderator. Σ_{aB} und Σ_{aM} sind die über das thermische Neutronenspektrum gemittelten makroskopischen Absorptionsquerschnitte von Brennstoff bzw. Moderator und $\bar{\Phi}_B$ bzw. $\bar{\Phi}_M$ die mittleren Flußdichten. Wie man zeigen kann, liegen die Ungenauigkeiten bei der vollständigen Berechnung dieser Größe nach den einfachen Formeln in 3.233 3 vor allem in der mangelhaften Wiedergabe der Mittelwerte $\bar{\Phi}$ durch die gewöhnliche Diffusionstheorie[4]). Eine weitere Unsicherheit liegt in der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Neutronentemperatur[5]): Bei den zumeist sehr uranreichen Leichtwasserstrukturen, in denen viel Einfang stattfindet, kommt eine merkliche „Flußhärtung" (s. 3.313 3) und damit eine Veränderung der Einfangquerschnitte zustande; in dünner gepackten Leichtwasserstrukturen (H_2O/U-Volumverhältnis über 3), sowie in den stets sehr dünngepackten Schwerwasser- und Graphitstrukturen ist die Auswirkung dieses Effekts geringer. Wigner gibt für die effektive Neutronentemperatur die halbempirische Beziehung[5]) $\bar{T}_n/\bar{T}_M = 1 + 1{,}4\, \bar{\Sigma}_a/\xi\Sigma_s$ an, worin T_M die wahre Moderatortemperatur, $\bar{\Sigma}_a$ den mittleren Einfangquerschnitt der Reaktorstruktur für T_M und $\xi\Sigma_s$ die Moderationsgüte bezeichnen.

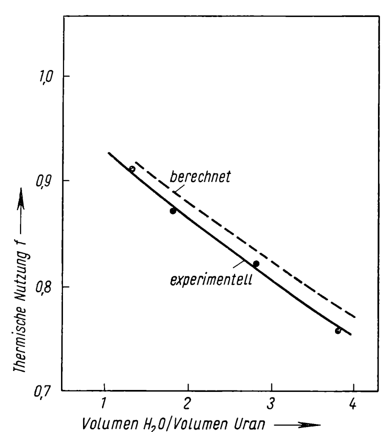
Die geschilderten Schwierigkeiten machen es deutlich, daß bei höheren Genauigkeits- und Sicherheitsansprüchen eine direkte experimentelle Bestimmung der thermischen Nutzung nicht zu umgehen ist. In Fällen, in denen man von der Unsicherheit in den Einfangquerschnitten absehen kann, erhält man f mittelbar nach obiger Gleichung aus einer Ausmessung der räumlichen Flußdichteverteilung in einer Reaktor-

---

[1]) Reactor Handbook Bd. 1, Physics, New York 1955, S. 106.
[2]) Inghram, Hess, Hayden, Stevens, Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 105, P/596.
[3]) Dearnley, Soisson, Yunker, KAPL, unveröff.
[4]) Über die Verwendung höherer Näherungen der Boltzmann-Gleichung s. 3.223 und Tait, J. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 417, P/433.
[5]) Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 215, P/603. Falls Σ_{aB} und Σ_{aM} beide streng dem $1/v$-Gesetz gehorchen, ergibt sich kein Neutronentemperatureffekt in f.

zelle, aus der man dann die Flußdichtemittelwerte $\bar{\Phi}$ errechnen kann. Nach Kouts[1]) geschieht dies durch einen Satz 0,25 mm dicker Folien von 1,5 mm Durchmesser, die aus einem Gemisch von Dysprosiumoxyd und Methylmetacrylatpulver gepreßt wurden; sie werden senkrecht zur Brennelementachse in einem dünnen Aluminiumrahmen aufgefädelt. Die Messung der Flußdichteverteilung im Innern des Uranstabs erfolgt durch ebensolche Sonden in kleinen Höhlungen, die man senkrecht zur Stabachse angebracht hatte. Statt des Dysprosiums, das wegen seines hohen Cadmiumverhältnisses als thermischer Flußdetektor besonders geeignet ist (s. 3.311), kann man auch Gold verwenden[2]). Will man den Einfluß des Aluminiumüberzugs auf f mitberücksichtigen, so benötigt man dazu in der erweiterten Formel für f (3.233 3) auch die Flußdichtemittelwerte im Aluminium, die sich aus den Werten auf der äußeren und inneren Oberfläche des Überzugs extrapolieren lassen.

Der Theorie des heterogenen Reaktors liegt die Annahme zugrunde, die Flußdichte ließe sich als Produkt aus einer örtlich langsam variablen „*grob*"-Abhängigkeit $F(r)$ und einer mit der Zellstruktur periodischen Funktion $g(r)$ darstellen gemäß $\Phi = F(r) \cdot g(r)$. Da die beschriebene Messung natürlich die gesamte Variation $\Phi(r)$ gibt, die Flußdichtemittelwerte $\bar{\Phi}_B$ und $\bar{\Phi}_M$ hingegen aus $g(r)$ zu berechnen sind, müßte in Strenge die gemessene Verteilung $\Phi(r)$ vor der Mittelung durch $F(r)$, das man kennt, dividiert werden. Wie Cohen[2]) zeigen konnte, verliert die Flußdichteverteilung in randnahen Zellen, in denen die Variation von $F(r)$ besonders ausgeprägt ist, nach dieser Korrektur erwartungsgemäß die ursprünglich vorhandene Unsymmetrie. Dieser Effekt dürfte nur bei kleinen Versuchsanordnungen eine praktische Rolle spielen. Auf jeden Fall wird man die Flußdichtefeinstrukturmessung nicht am Reaktorkern-Rand vornehmen. In einer wassermoderierten Struktur gemessene f-Werte sind in Fig. **573.1** dargestellt.



573.1 Die thermische Nutzung f als Funktion des relativen Wassergehalts einer Struktur. U^{235}-Anreicherung 1,027 %. Durchmesser des Brennelements 1,9 cm. Die nach der Diffusionstheorie berechneten Werte für f liegen stets zu hoch. — Nach Kouts, H., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.

Ein einfaches Verfahren, die thermische Nutzung ohne die Kenntnis der Einfangquerschnitte zu bestimmen, beruht auf der Messung des Cadmiumverhältnisses[3]): Dieses gibt uns (s. 3.311) die Größe $\bar{\Sigma}_a$, den mittleren Einfangquerschnitt des Uran-Moderatorgemisches. Durch Gleichsetzen der Beziehungen für die Diffusionslänge im Reaktor $L = \sqrt{\lambda_{tr}/3\bar{\Sigma}_a}$ und $L^2 = L_0^2(1-f)$ läßt sich dann (bei Kenntnis der Diffusionslänge im reinen Moderator, L_0) f errechnen. Das Verfahren erzielt keine großen Genauigkeiten.

3.322 Bestimmung des effektiven Resonanzintegrals und der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit

Die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit beschreibt man durch die Beziehung

$$p = \exp - [(V\Sigma_{\text{res}}\bar{\Phi})_B/(V\Sigma_{\text{res}}\bar{\Phi})_M] \tag{55}$$

[1]) Kouts, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.
[2]) Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 268, P/605.
[3]) Kaplan, I., Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 295, P/606.

oder, wenn $1 - p$ genügend klein ist,

$$p = \frac{1}{1 + (V\Sigma_{\text{res}}\bar{\Phi})_B/(V\Sigma_{\text{res}}\bar{\Phi})_M}. \tag{56}$$

Die Größen V bedeuten die Volumina, $\bar{\Phi}$ die räumlichen Mittelwerte der Resonanzflußdichten im Moderator. bzw. im Brennstoff. $\Sigma_{\text{res}\,M} = \xi\Sigma_s/\ln(E_1/E_2)$ ist der Gruppenabsorptionsquerschnitt des Moderators, $\Sigma_{\text{res}\,B} = (N_{vB}\int\sigma_{a\,\text{eff}}\,\mathrm{d}E/E)/\ln E_1/E_2$ der Brennstoffresonanzeinfangquerschnitt, gemittelt über das Resonanzenergieintervall (s. 3.234 2). Wir weisen vergleichshalber auf die Beziehung für die thermische Nutzung hin (s. 3.321), die offenbar außer der gegenläufigen Abhängigkeit vom Volumverhältnis dieselbe mathematische Struktur besitzt. Dort waren allerdings die einschlägigen Materialkonstanten $\Sigma_{a\,M}$ und $\Sigma_{a\,B}$ bei gegebener Moderatortemperatur leicht anzugeben; hier bedeuten sie mittlere Werte für die ausgedehnte Energiegruppe der Resonanzneutronen, deren Berechnung kaum möglich ist. Dies gilt besonders bezüglich des effektiven Resonanzintegrals $J_{\text{eff}} = \int\sigma_{a\,\text{eff}}\,\mathrm{d}E/E$, da die Resonanzstruktur des Einfangquerschnitts nur in einem Energiebereich genau untersucht ist, dessen Ausdehnung für die Berechnung des effektiven Resonanzintegrals nicht ausreicht. J_{eff} hängt nicht nur vom Material, sondern auch von der Geometrie ab; diese Abhängigkeit kann in guter Näherung durch die zwei Materialkonstanten, A und μ mittels der halbempirischen Beziehung $J_{\text{eff}} = A\,(1 + \mu\,S/M)$ dargestellt werden, wobei M die Masse und S die Oberfläche des absorbierenden Körpers bedeuten.

Als die nächstliegende Methode, das effektive Resonanzintegral zu messen, bietet sich der Reaktor-Oszillator, den wir in 3.312 besprochen haben. Um einen im Verein mit dem Resonanzeinfang auftretenden thermischen Einfang auszuschalten, muß hier der Kanal, in dem die Probe oszilliert, mit Cadmium ausgekleidet werden. Einen solchen Einbau ertragen allerdings nur Reaktoren mit sehr hohem Reaktivitätsüberschuß, ohne dadurch unterkritisch zu werden. Eine derartige Messung, die am Reaktor „Jeep“ durchgeführt wurde, ist von Eriksen[1]) beschrieben. Der Cd-Kanal hatte 3 cm Durchmesser; die Uranproben waren Scheiben von 1,9 cm Durchmesser, die in verschiedener Anzahl in eine Uranbüchse (1 mm Wandstärke) eingeschichtet wurden. Der Einfang setzt sich dann aus einem konstanten Oberflächenanteil, herrührend von der Oberfläche dieser Büchse, und einem veränderlichen Volumanteil, nämlich dem der Scheiben, zusammen. Auf diesem Wege konnte die lineare Abhängigkeit des effektiven Resonanzintegrals $A\,(1 + \mu\,S/M)$ von S/M nachgeprüft werden; dabei ergab sich $A = 8{,}66$ barn und $\mu = 2{,}89$ g/cm^2 mit einem Fehler von etwa 7% in A. Diese große Ungenauigkeit darf nicht überschätzt werden: Wenn etwa $1 - p = 0{,}2$ ist, dann wirkt sich ein Fehler im Resonanzintegral von 7% in p nur mit $0{,}2\times 7 = 1{,}4$% aus. Eine gewisse Schwierigkeit stellt die Eichung des Reaktor-Oszillators mittels eines Standardresonanzabsorbers dar. Man benützt häufig Indium oder Gold, deren Resonanzintegrale ziemlich genau bekannt sind. So ist für Indium $J = 2720$ barn. Dieser Wert gilt natürlich nur für hinreichend dünne Metallschichten, in denen keine Selbstabschirmung stattfindet. Um dies zu verwirklichen, verwendete man abgestufte Schichtdicken, die von etwa 5 mg/cm^2 bis 0,4 mg/cm^2 reichten, und extrapolierte auf Schichtdicke Null. Dies Verfahren führt zu Ungenauigkeiten, da man mit sehr kleinen Meßeffekten zu tun hat.

Auf einem anderen Prinzip beruht eine Relativbestimmung von $\int\sigma_{a\,\text{eff}}\,\mathrm{d}E/E$ aus der U^{239}-Aktivität von Uranproben, die man einem $1/E$-Resonanzfluß ausgesetzt hat. In Arbeiten von Creutz u. a.[2]) ist folgendes Verfahren beschrieben: Es werden cadmiumumkleidete Urankugeln (einige Zoll Durchmesser) in einem Graphitkubus von etwa 1 m^3 Größe bestrahlt. Als Neutronenquelle dient die Reaktion Li^7 (p, n), Be^7, wobei die Protonen aus einem Cyclotron stammen. Nach der Bestrahlung wird die

[1]) Eriksen, Meier, Schmid, Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 105, P/883.

[2]) Creutz, Jupnik, Snyder, Wigner, J. Appl. Phys. **26** (1955), 271. — Creutz, Jupnik, Wigner, J. Appl. Phys. **26** (1955), 276.

Materie im Kugelinnern gleichmäßig durchmischt (bzw. um nur eine kleine Menge verarbeiten zu müssen, der Inhalt eines Kugelkonus, der das gleiche S/M wie die Gesamtkugel besitzt) und die U^{239}-Aktivität gemessen, die eine Halbwertszeit von 24,2 min hat[1]). Die spezifische Aktivität habe den Wert C_k. Parallel hierzu wird eine extrem dünne Uranschicht bestrahlt, welche die spezifische Aktivität C_0 ergeben soll. Die Größe C_0/C_k, die ein Maß für die Verringerung des Einfangs infolge der „Klumpenbildung" des Urans darstellt, steht in einfachem Zusammenhang mit den üblicherweise verwendeten Resonanzkonstanten A und μ durch die Beziehung

$$C_k/C_0 = A\,(1 + 3\,\mu/R\varrho)/(240\,\text{barn}).$$

(R ist der Kugelradius, ϱ die Dichte). Dabei ist so normiert, daß für eine unendlich dünne Uranschicht für das Resonanzintegral der Wert 240 barn herauskommt. Mißt man das C_k/C_0-Verhältnis für verschiedene Kugelradien R, dann erhält man aus obiger Gleichung A und μ. Neben Uranmetall wurden auch U_3O_8 sowie U_3O_8-Graphitgemische untersucht, um die Abhängigkeit der Größe A vom Streuquerschnitt Σ_s pro Anzahl der Absorberatome N_A

$$A = \text{const}\,(\Sigma_s/N_A)^{1/2} \tag{57}$$

nachzuprüfen.

Experimentelle Einzelheiten: Die dünnen Uranproben sowie die Proben aus dem durchmischten Kugelinnern wurden durch Aufstreichen des feinpulverisierten Materials unter Verwendung von Collodium auf Papier hergestellt. Um die effektive Masse dieser Proben bezüglich der Beta-Aktivität jeweils festzustellen, wurden sie nachher gemeinsam unter gleichen Bedingungen im Graphitkubus bestrahlt und die hieraus resultierende Aktivität als Maß für die effektive Masse festgestellt. Um bei dieser Bestrahlung zu verhindern, daß Unterschiede in der Selbstabsorption der Neutronen die Ergebnisse verfälschen, wurde diese Bestrahlung in einem starkwandigen Uranbehälter durchgeführt, der die Resonanzneutronen entfernt. Um für verschiedene, nacheinander ausgeführte Messungen jeweils einen Bezugswert für die Aktivitäten zu erhalten, benutzt man einen Uran-, PbJ_2- oder einen Ga_2O_3-Monitor. Die Wahl von Jod bzw. Gallium ist dadurch bedingt, daß beide Elemente dem U^{239} ähnliche Halbwertszeiten haben (25 bzw. 21 min). Dadurch ist dann die Änderung der Monitorenaktivierung gegenüber zeitlichen Schwankungen der Zyklotronintensität der Änderung der Uranaktivierung ungefähr proportional. Da das Resonanzintegral seiner Definition nach für eine Flußdichte mit einer $1/E$-Energieabhängigkeit zu messen ist, muß man sich vergewissern, ob diese erfüllt ist, etwa dadurch, daß man die Messungen in verschiedenen Abständen von der Oberfläche des Graphitkubus vornimmt und auf eventuelle Abweichungen in den Ergebnissen achtet.

Der Übertragung von „$1/E$-Resonanzintegralen" auf die Formel zur Berechnung der Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit liegt die Annahme zugrunde, daß auch im Reaktor ein solches $1/E$-Spektrum vorliege. Diese Annahme ist, zumindest in den dicht gepackten H_2O-moderierten Strukturen fragwürdig, weil die Abschirmung durch benachbarte Brennelemente in der weiteren Umgebung von Einfangresonanzen eine Verarmung an Neutronen bewirkt. Dadurch besitzt der auf die Stäbe einfallende Fluß kein glattes $1/E$-Spektrum mehr. Nach Chernick[2]) kommen hierdurch merkliche Abweichungen gegenüber dem „$1/E$-Resonanzintegral" zustande. Diese Unsicherheit vermeidet man, sofern man den Resonanzeinfang direkt in der betreffenden Reaktorstruktur (etwa in einer Exponentialanordnung) bestimmt[3]). Man schneidet hierzu ein Brennelement senkrecht zur Achse durch (ähnlich wie in Fig. **576.1** dargestellt) und steckt dazwischen eine Uranfolie von etwa 0,1 mm Stärke, die man gegen das Eindringen von Spaltungstrümmern aus den angrenzenden Uranschichten durch dünne Aluminiumscheiben schützt. Gleichermaßen bringt man eine weitere Uranfolie dieser Art an, die jedoch allseits mit einer dünnen Cadmiumfolie umhüllt ist. Die Plutoniumerzeugungsrate in den Uranfolien bestimmt man aus der induzierten 2,33 d-Np^{239}-Gamma-Aktivität (s. 3.344). Das Verhältnis der Aktivität in der ersteren zu der in der

[1]) Meitner, Hahn, Strassmann, Z. Phys. **106** (1937), 249.
[2]) Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 215, P/603.
[3]) Krasik, S., Radkowsky, A., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 203, P/601.

letzteren Folie bezeichnen wir mit K. Dann ist das Verhältnis der Pu^{239}-Bildung durch thermischen Einfang zu der durch den Resonanzeinfang

$$1/\varrho = K - 1. \tag{58}$$

Andererseits erhält man aus einer einfachen Neutronenbilanz, daß

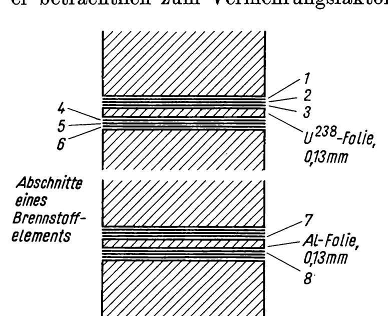
$$\varrho = (1-p) \Bigg/ \left(pf \frac{\Sigma_{a(\mathrm{th})}^{238}}{\Sigma_{a(\mathrm{th})}^{238} + \Sigma_{a(\mathrm{th})}^{235}} \right) \tag{59}$$

ist. Damit kann man aus der Messung von K, aus der Kenntnis der Größe f (s. 3.321) und aus den thermischen Einfangquerschnitten die Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit p ermitteln.

Schließlich bleibt die Ermittlung der Diffusionskonstante für die Gruppe der Resonanzneutronen (L_r) zu erwähnen. Sie erfolgt durch die Messung der radialen Ortsabhängigkeit der U^{239}-Aktivität in einem Uranzylinder; daraus läßt sich unter Zugrundelegung der Lösung der Diffusionsgleichung, nämlich $J_0(r/L_r)$, die Größe L_r bestimmen[1]).

3.323 Bestimmung des Spaltfaktors für schnelle Neutronen

Bei Reaktoren von geringem Urangehalt (Graphit- oder D_2O-Strukturen) gilt die Berechnung des Schnellspaltfaktors ε nach 3.235 1 als zuverlässig. Bei Leichtwasserreaktoren hingegen, in denen die Brennelemente so dicht sitzen, daß schnelle Neutronen auch noch in benachbarte Elemente unmoderiert einfallen und schnelle Spaltungen tätigen können (Wechselwirkungseffekt[2])), wird die Berechnung verwickelter und unsicherer. Da der Schnellspaltfaktor wegen des Wechselwirkungseffekts relativ hohe Werte erreicht (bis 1,2; dagegen bei Graphit- und D_2O-Strukturen nur 1,04), trägt er beträchtlich zum Vermehrungsfaktor bei. Somit wird eine genaue experimentelle Kenntnis dieser Größe von Bedeutung, wozu man sich des im folgenden beschriebenen Verfahrens[3]) bedient.



576.1 Anordnung zur Messung des Spaltfaktors für schnelle Neutronen. Die „Fangfolien" 1, 6, 3, 4 (0,018 mm dick) dienen zur Aufnahme der Spaltprodukte aus der angrenzenden Brennstoff- bzw. U^{238}-Schicht, die Folien 7 und 8 für einen Blindversuch.

Unter der bei Natururan zulässigen Vernachlässigung von U^{235}-Spaltungen durch schnelle Neutronen sowie eines Leckverlustes schneller Neutronen kann der Schnellspaltfaktor durch die Beziehung

$$\varepsilon - 1 = F(\bar{\nu}_{238} - 1 - a)/\bar{\nu}_{235} \tag{60}$$

dargestellt werden. Die Größen $\bar{\nu}_{235}$ und $\bar{\nu}_{238}$ bedeuten die mittlere Zahl der Spaltneutronen pro Spaltungsakt, wofür man derzeit den Wert $\bar{\nu}_{235} = \bar{\nu}_{238} = 2{,}50$ angibt. Die Größe a ist das Verhältnis von Einfang- zu Spaltungsquerschnitt, gemittelt über das Spaltungsspektrum. Sie kann aus Wirkungsquerschnittsdaten berechnet werden, wobei sich nach Kouts der Wert $a = 0{,}107$ ergibt. Nun bleibt noch die Größe $F = f_{238}/f_{235}$ zu erläutern, die das Verhältnis von schnellen U^{238}- zu thermischen U^{235}-Spaltungen angibt. Sie ist von der Brennelementgeometrie abhängig und soll experimentell bestimmt werden.

[1]) Glasstone, S., Edlund, M. C., Nuclear Reactor Theory, London 1952. Bezüglich $\Sigma_{\mathrm{res}\,M}$ s. dort S. 273. Neuere Untersuchungen über die Resonanzaktivierung nahe der Oberfläche und im Innern von Uranzylindern stammen von Hellstrand, E., Sympos. on Nuclear Data, Frankfurt 1957.

[2]) Chernik, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 215, P/603. S. a. 3.235 2

[3]) Kouts, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.

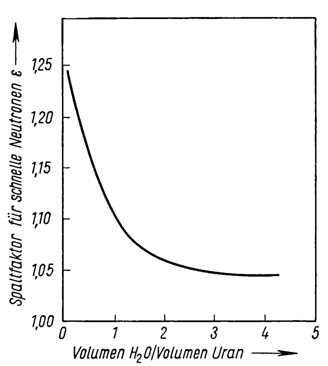
Man bedient sich hierbei der Methode der sog. „*Fang*“folien: Ein repräsentatives Brennelement wird senkrecht zur Achse in Scheiben geschnitten; dazwischen legt man Aluminiumfolien sowie Folien aus reinem U^{238} gemäß der in Fig. **576.1** dargestellten Anordnung. Die Aluminiumfolien dienen dazu, die Spaltungstrümmer aufzunehmen; die Aktivität dieser Folien nach der Exposition ist dann ein Maß für die Spaltungsdichte in der jeweils angrenzenden Uranschicht. Ihre Dicke wählt man zweckmäßigerweise mindestens zweimal so dick wie die Reichweite der Spaltungstrümmer (etwa $^1/_{100}$ mm). Man entnimmt der Figur, daß die Spaltungsdichte im U^{238} durch die Aktivität $\mathcal{R}(3{,}4)$ der Folien 3 und 4, diejenige im Brennstoff durch die Aktivität $\mathcal{R}(1{,}6)$ der Folien 1 und 6 wiedergegeben wird. Die Folien 7 und 8 geben den bei der Aktivitätsmessung in Abzug zu bringenden Untergrund, der hauptsächlich aus der Aktivierung des Aluminiums entsteht. Damit wird $f_{235} = C_1\,[\mathcal{R}(1{,}6) - \mathcal{R}(3{,}4)]$, ferner $f_{238} = C_2\,\mathcal{R}(3{,}4)$ und somit

$$F = \mathcal{R}(3{,}4)\; C_2/[\mathcal{R}(1{,}6) - \mathcal{R}(3{,}4)]\; C_1. \tag{61}$$

Die Konstanten C_1 und C_2 sind Proportionalitätsfaktoren, die wegen der Verschiedenheit der Spaltprodukte von U^{235} und U^{238} einander nicht gleich sind. Man muß also noch C_1/C_2 gesondert bestimmen. Dies geschieht, indem man eine genau symmetrische Doppelspaltungskammer dem Fluß aussetzt, die in ihrer einen Hälfte reines U^{238} und in ihrer anderen das Brennstoffuran enthält. Gleichzeitig und in unmittelbarer Nähe der Kammer exponiert man ein „Sandwich“ aus Fangfolien mit angrenzenden Folien aus reinem U^{238} und Brennstoffuran. Macht man in der Doppelionisationskammer die Schichtdicken bei beiden Spaltstoffen dünn im Vergleich zur Reichweite der Spaltungstrümmer, so erhält man aus dem Verhältnis der Zählraten in beiden Kammern in Strenge f_{235}/f_{238}; durch Auszählen der Aktivität der beiden Fangfolien bekommt man andererseits $\mathcal{R}_{235}/\mathcal{R}_{238}$ und damit das Verhältnis C_1/C_2, für das Kouts[1]) den Wert 1,06 findet. Schließlich erhält man durch Einsetzen der angegebenen Zahlenwerte die Beziehung

$$\varepsilon - 1 = 0{,}590\; \mathcal{R}(3{,}4)/[\mathcal{R}(1{,}6) - \mathcal{R}(3{,}4)]. \tag{62}$$

Eine direkte Bestimmung von f_{238}/f_{235} mittels der Doppelkammer, die an sich bequemer wäre, ist nicht angängig, weil die Kammer infolge ihrer relativ großen räumlichen Ausdehnung die vorliegenden Diffusionsverhältnisse in der Gitterstruktur zu sehr verändern würde. Fig. **577.1** zeigt gemessene ε-Werte für verschiedene Uran/Wasser-Volumverhältnisse.



577.1 Der Schnellspaltfaktor, ε, als Funktion des relativen Wassergehalts einer Struktur. U^{235} angereichert auf 1,29‰. Durchmesser des Brennelements 1,53 cm. Man erkennt die starke Zunahme von ε für wasserarme Strukturen durch den Wechselwirkungseffekt. — Nach Kouts, H., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.

3.324 Messung von Wanderfläche, Fermi-Alter und Diffusionslänge

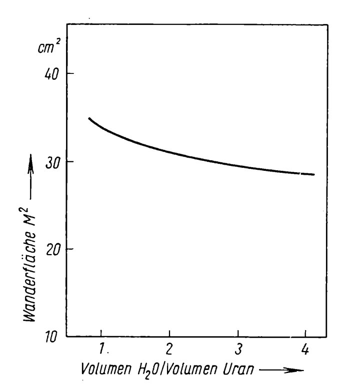
Die Messung der Wanderfläche $M^2 = \overline{\tau} + L^2$ bzw. des Fermi-Alters $\overline{\tau}$ in reinen Moderatoren wurde bereits in 3.314 besprochen. Wie wir dort erwähnten, kommt man mit diesen Werten bei dichter gepackten Reaktorstrukturen bei der Reaktorberechnung nicht mehr aus. Deshalb ist es nötig, die dort beschriebene Methode direkt in einer Uranmoderatorstruktur anzuwenden, indem man eine Konverterquelle (s. 3.314) in diese einbringt und die Moderationsdichte als Funktion des Quellabstandes mißt.

[1]) Kouts, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.

Um zu vermeiden, daß die entstehenden thermischen Neutronen in den Uranelementen Spaltung hervorrufen und damit zur ursprünglichen Quelle noch weitere verteilte sekundäre Quellen hinzutreten, umhüllt man bei diesem Versuch die Stäbe zweckmäßig mit Cadmiumblechen. Ein anderes Verfahren zur Bestimmung der Wanderfläche, das man in Verbindung mit Exponentialversuchen durchführen kann, wendet folgende Überlegung an[1]): Man mißt in der Uranstruktur die Flußwölbung B^2 und die thermische Nutzung f einmal für einen Moderator, der mit Borax „vergiftet" ist, und einmal mit unvergiftetem Moderator. Dabei wird sich ein Unterschied in diesen beiden Größen der kritischen Gleichung ergeben; die übrigen, d. h. η, ε, $\bar{\tau}$ und p bleiben dagegen, wie man leicht einsieht, unverändert, zumindest so lange man die Borzusätze derart gering macht, daß sie die spektrale Verteilung der Neutronen im Moderator nicht wesentlich verändern (es wurden Unterschiede in f von etwa 25% betrachtet). Unter obiger Annahme ergibt sich dann aus der kritischen Gleichung (s. 3.213 u. 3.231 1).

$$M^2\,(\bar{\mathsf{B}}^2 - \mathsf{B}^2) = \eta\,\varepsilon\,p\,(\bar{f} - f), \tag{63}$$

wobei einfachheitshalber L^2 gegen $\bar{\tau}$ vernachlässigt wurde. Die Werte für die vergiftete Struktur sind durch Striche gekennzeichnet. Aus dieser Beziehung läßt sich M^2 eliminieren, wenn man die anderen gestrichenen und ungestrichenen Größen bestimmt hat.



578.1 Die Wanderfläche M^2 als Funktion des relativen Wassergehalts einer Struktur. Schwach angereichertes Uran. Durchmesser des Brennelements 1,53 cm. — Nach Kouts, H., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.

Werte von M^2 in einer Uran-Wasser-Struktur in Abhängigkeit vom relativen Wassergehalt zeigt Fig. **578.1**. Dabei erscheint die weitgehende Konstanz von M^2 gegenüber Änderungen des Wassergehalts als bemerkenswert. Wahrscheinlich werden die wegen der größeren Massenzahl schlechteren elastischen Moderationseigenschaften des Urans gegenüber reinem Wasser ausgeglichen durch die unelastische Moderation schneller Neutronen im Uran. Ferner wirkt auch die relativ geringere Streuweglänge des Urans bei höheren Energien im selben Sinn ausgleichend. Zu beachten ist, daß heterogene Reaktorstrukturen ein anisotropes Diffusionsmedium darstellen. Insbesondere bei Graphitstrukturen mit luftgekühlten Uranstäben kann das Verhältnis $M_{||}^2/M_{\perp}^2$ bis zu 10% über 1 liegen. Die kritische Gleichung hat dann die Form $k_\infty/\left(1 + \mathsf{B}_{||}^2 M_{||}^2 + \mathsf{B}_{\perp}^2 M_{\perp}^2\right) = 1$, wobei die Indizes $||$ und $\perp$ die Werte parallel bzw. senkrecht zu den Brennstoffstäben bezeichnen sollen. Eine theoretische Untersuchung über die anisotrope Diffusion liegt von Spinrad[2]) vor.

Während bei der Moderationsfläche die Berechnung für die dicht gepackten H_2O-Strukturen schwieriger war als bei den D_2O- und Graphitstrukturen, ist es bei der Diffusionsfläche gerade umgekehrt: Wenn wir die Diffusionsfläche im reinen Moderator mit $L_M{}^2$ bezeichnen, die thermische Nutzung der Struktur mit f, so gilt die Beziehung

$$L^2 = L_M{}^2\,(1 - f). \tag{64}$$

Man erkennt, daß im Fall des D_2O-Reaktors, bei dem f sehr nahe an 1 liegt, Ungenauigkeiten in f sehr starken Einfluß auf L^2 haben und damit eine ausreichend genaue Be-

[1]) Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 268, P/605. — Kouts, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.

[2]) Spinrad, B. I., J. Appl. Phys. **26** (1955), 548. — S. auch Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 268, P/605 und 3.236.

rechnung von L^2 praktisch unmöglich ist, zumal diese Größe hier in der Größenordnung von $\bar{\tau}$ liegt und daher stark in die Rechnung eingeht (ganz anders wie beim H_2O-Reaktor, wo L^2 viel kleiner als $\bar{\tau}$ ist).

Cohen[1]) zeigte, daß man L^2 auf wenige Prozent genau erhält, wenn man diese Größe aus der Beziehung

$$L^2 = \lambda_{\mathrm{tr}}/3\bar{\Sigma}_a \tag{65}$$

berechnet und in den Ausdruck für den mittleren Reaktoreinfangquerschnitt

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{\Sigma_{aM} + \Sigma_{aB}(V_B\bar{\Phi}_B/V_M\bar{\Phi}_M)}{1 + (V_B\bar{\Phi}_B/V_M\bar{\Phi}_M)} \tag{66}$$

die gemessenen Werte für die Verhältnisse der mittleren Flußdichten, $\bar{\Phi}_B/\bar{\Phi}_M$, einsetzt[2]). Zunächst wandte er die direkte Methode der L-Bestimmung (s. 3.313 Messung der örtlichen Flußdichteverteilung) auf einige Stabstrukturen an, in denen die Stäbe aus nicht spaltbarem Material (ein Pb-Cd-Gemisch) von genau bekannten Absorptionseigenschaften hergestellt waren; gleichzeitig bestimmte er dort die Flußdichtemittelwerte $\bar{\Phi}_B$, $\bar{\Phi}_M$ und berechnete daraus nach obigen Beziehungen $\bar{\Sigma}_a$ und L. Dabei ergab sich gute Übereinstimmung für beide Methoden. Eine etwas direktere Ermittlung des mittleren Absorptionsquerschnitts des Moderatorbrennstoffgemisches $\bar{\Sigma}_a$ kann auch aus der Messung des Cadmiumverhältnisses geschehen (hierzu s. 3.311).

3.33 Experimente zur direkten Bestimmung der kritischen Größe

Mißt man in einem unterkritischen Reaktor, den man der Strahlung einer externen Neutronenquelle aussetzt, die örtliche Verteilung der thermischen Flußdichte, so läßt sich hieraus die zu erwartende kritische Größe der betreffenden Reaktorstruktur ermitteln. Dies geschieht, indem man aus der Flußdichteverteilung die Flußwölbung B^2 bestimmt, diese mit der geometrischen Flußwölbung B_g^2 gleichsetzt und daraus nach 3.2311 die kritischen Abmessungen errechnet. Voraussetzung für die Berechtigung dieses Vorgehens ist, daß die örtliche Verteilung der thermischen Flußdichte im Innern des unterkritischen Reaktors nicht durch äußere Quellen merklich beeinflußt wird, d. h., die thermische Flußdichte darf nur durch die an Ort und Stelle emittierten und moderierten Spaltungsneutronen bestimmt werden. Man muß also darauf achten, daß in dem Bereich, in dem man die Flußdichteverteilung mißt, der Einfluß der Quellneutronen sowie der Einfluß der eventuell von außen eindringenden epithermischen und schnellen Neutronen keinen Beitrag zur thermischen Flußdichte liefert.

Für einen Exponentialversuch mit zylindrischer Geometrie hat die thermische Flußdichteverteilung die Form

$$\Phi\,(r, z) = A J_0\,(2{,}405\, r/R)\, \mathfrak{Sin}\, \nu\,(h - z). \tag{67}$$

R und h sind die extrapolierten Abmessungen des Zylinders, der die Reaktorstruktur begrenzt. Man mißt nun die z- und die r-Abhängigkeit der Flußdichte und paßt sie etwa nach der Methode der kleinsten Quadrate an obige Funktion an. Dadurch findet man ν, R und h. Dann ist die Flußwölbung gegeben durch die Gleichung

$$\mathsf{B}^2 = (2{,}405/R)^2 - \nu^2. \tag{68}$$

Wir weisen darauf hin, daß bei Exponentialexperimenten geringer räumlicher Ausdehnung, d. h. insbesondere bei leichtwassermoderierten Strukturen, die Messung der Flußdichteverteilung senkrecht zur Achse der Brennstoffstäbe schwierig ist, weil die Größe der Elementarzellen nicht mehr klein gegen die Gesamtabmessung ist: Es ist dann nicht mehr möglich, die Aufteilung in Flußdichtefeinstruktur und „*Grob*“-Orts-

[1]) Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 268, P/605.

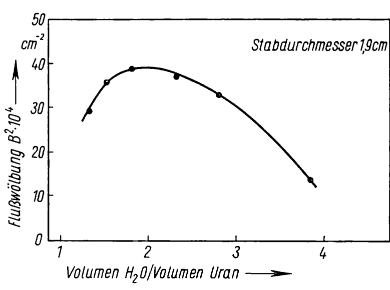
[2]) Die Berechnung von $\bar{\Phi}_B/\bar{\Phi}_M$ nach der Diffusionstheorie führt erfahrungsgemäß zu fehlerhaften Resultaten.

abhängigkeit vorzunehmen. Man kann in diesem Fall etwa so vorgehen[1], daß man auf die Messung der Radialverteilung (senkrecht zu den Stäben) verzichtet. Dafür zieht man die z-Abhängigkeit (parallel zu den Stäben), deren Messung keine Schwierigkeit bereitet, indirekt auch zur Bestimmung des extrapolierten Radius $R_{\text{eff}} + \lambda$ heran, indem man ν^2 für mehrere unterkritische Reaktoren mit verschiedenen Radien mißt (diesen Radius eines Reaktors definiert man durch $R_{\text{eff}} = b\, N^{1/2}$, wobei N die Zahl der Reaktorzellen und πb^2 die Fläche einer solchen bedeutet): Dann kann man die Extrapolationslänge λ und B^2 nach der Methode der kleinsten Quadrate aus der Beziehung

$$\mathsf{B}^2 = [2{,}405/(R_{\text{eff}} + \lambda)]^2 - \nu^2 \tag{69}$$

ermitteln. Wenn eine gute Anpassung der Meßwerte an diese Funktion für einen größeren Wertebereich von R_{eff} möglich ist, so ist dies zugleich ein Test für die Konstanz von B^2 und λ und damit für die Konsistenz der Experimente.

Bezüglich der Meßtechnik für die thermische Flußdichte verweisen wir auf 3.311. Als thermischer Neutronenquelle bedient man sich meist der thermischen Säule eines Reaktors. Als solcher reicht schon ein kleiner Wasserkocher-Reaktor von wenigen Watt Leistung völlig aus, der eine Neutronenausbeute von rund 10^{11} Neutronen/s liefert. Gegebenenfalls kann man auch mit einigen RaBe-Quellen von insgesamt mehreren Curie Stärke zum Ziele kommen. Wie beim Diffusionsversuch ist darauf zu achten, daß die örtliche Neutronenverteilung der Quelle (z. B. die Verteilung auf der Stirnseite der thermischen Säule) möglichst der Gleichgewichtsverteilung [z. B. $J_0\,(2{,}405\, r/R)$] nahe kommt. Dann ist gewährleistet, daß in der z-Richtung eine einfache exponentielle Abhängigkeit vorliegt und höhere Harmonische vernachlässigbar sind. Eine thermische Säule aus Graphit von etwa 1 bis 2 m Kantenabmessung genügt den Anforderungen bezüglich der gewünschten Verteilung und genügender Reinheit hinsichtlich schneller Neutronen. Bei Verwendung von RaBe-Quellen kann man durch deren sinnvolle Anordnung im Moderatorblock dafür sorgen, daß möglichst wenig höhere Harmonische „angeregt" werden[2].

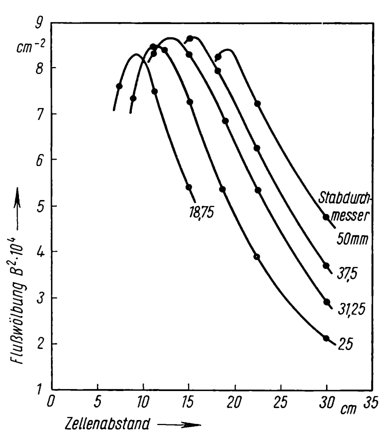


580.1 Flußwölbung in wassermoderierter Struktur. U^{235}-Anreicherung 1,027%. — Nach Kouts, H., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.

Exponentialversuche wurden in vielen Varianten an einer großen Mannigfaltigkeit von Strukturgeometrien für die verschiedenen Moderatorsubstanzen durchgeführt, fast immer in Verbindung mit den anderen in 3.32 besprochenen Messungen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Experimente entnimmt man den Berichten, die auf der Genfer Atomkonferenz veröffentlicht worden sind, s. [3]) bis [7]). Typische Kurven, welche die Flußwölbung und damit die kritische Größe als Funktion der Geometrie darstellen, sind für H_2O- und D_2O-moderierte Strukturen in Fig. **580.1** und **581.1** wiedergegeben. Sie zeigen das charakteristische Maximum, das von den beiden gegenläufigen Effekten herrührt: Mit zunehmendem Moderatorgehalt steigt der thermische Einfang im Moderator an, während der Resonanzeinfang absinkt. Von gewissem Interesse sind Unter-

[1]) Kouts, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.
[2]) Dopchie, u. a., Nucleonics **14**, Nr. 3 (1956), 57.
[3]) Leichtwassermoderiert: Kouts, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 183, P/600.
[4]) Schwerwassermoderiert: Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 268, P/605.
[5]) Graphitmoderiert, luftgekühlt: Kaplan, I., Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 295, P/606.
[6]) Graphitmoderiert, wassergekühlt: Gast, P. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 288, P/607.
[7]) Davenport, D. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 309, P/599.

suchungen an wassergekühlten Graphitstrukturen zum Studium des Verhaltens gegenüber einer Verringerung des Kühlwassergehalts (s. Fig. **581.2**)[1])[2]): Aus Gründen der Sicherheit ist zu verlangen, daß diese keine Reaktivitätserhöhung nach sich zieht. Man entnimmt der Figur, daß sich diese Forderung nur erfüllen läßt, wenn man mit so geringem Graphitgehalt arbeitet, daß man den kritischen Zustand bei Verwendung von Natururan nur mehr sehr knapp erreichen kann. Von Bedeutung für die Verbesserung der Kühlleistung eines Graphitreaktors sind Versuche, die Kühlfläche zu erhöhen, ohne dadurch den Resonanzeinfang zu groß werden zu lassen. Man untersuchte in diesem Sinne Strukturen mit Hohlstäben und Stabbündeln[2]). Untersuchungen an Lamellenstrukturen liegen nicht vor.

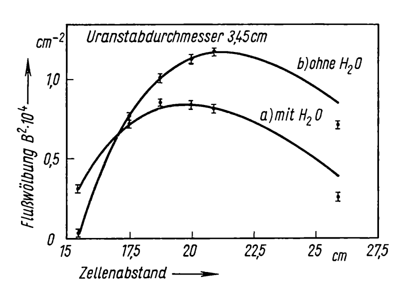


581.1 Flußwölbung in schwerwassermoderierter Struktur. Natururan. — Nach Cohen, E. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 268, P/605.

Ein anderes Verfahren zur Auffindung der kritischen Größe ist das folgende[3]). Es sei R_{kr} der kritische Radius, R_{eff} der effektive Radius der unterkritischen Anordnung, den man durch sukzessives Erweitern derselben variiert; Φ sei die Flußdichte im Inneren der Struktur. Dann gilt

$$1/\Phi = A\,(1/R_{\text{eff}}^2 - 1/R_{kr}^2) = \text{const}\,(k_{\text{eff}} - 1)/k_{\text{eff}}.$$

Trägt man $1/\Phi$ gegen R_{eff}^2 auf, so kann man R_{kr} extrapolieren. Dieses Verfahren wurde z. B. bei der Entwicklung des Brookhaven-Reaktors angewandt, wobei man sich dem kritischen Zustand $k_{\text{eff}} = 1{,}0$ bis auf 1 % näherte und damit eine zuverlässige Aussage über die zu erwartende kritische Größe erzielte. Sicherheitshalber mißt man die Flußdichte an verschiedenen Stellen: Dann müssen die Kurven alle in einem Punkt konvergieren, sofern die Messungen konsistent sind. Die Vergrößerung des effektiven Radius geschieht beim Graphitreaktor einfach dadurch, daß man immer mehr Kanäle des Reaktorkubus mit Brennstoffstäben beschickt. Bei Schwerwasser-Reaktoren kann man statt des effektiven Radius die Wasserstandshöhe (H) variieren.



581.2 Flußwölbung in graphitmoderierter Struktur, a) mit Kühlwasser, b) ohne Kühlwasser. Das Wasser befindet sich in einem ringförmigen Hohlraum um den Uranstab. Die beiden Kurven sind theoretisch gefunden. — Nach Gast, Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 288, P/607.

Bei der Extrapolationsbestimmung der kritischen Größe kann man anstatt einer Flußdichtemessung auch so vorgehen, daß man den (subkritischen) Reaktor mit einer gepulsten Neutronenquelle speist (Pulsfrequenz wenige Hz) und die Flußdichteoszillation mißt. Dann ermöglicht eine theoretische Betrachtung, aus dem experimentell bestimmten Zeitintegral über eine Periode der resultierenden Flußdichteoszillation die

[1]) Graphitmoderiert, wassergekühlt: Gast, P. F., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 288, P/607.
[2]) Davenport, D. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 309, P/599.
[3]) Graphitmoderiert, luftgekühlt: Kaplan, I., Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 295, P/606.

Reaktivität $(k_{\text{eff}} - 1)/k_{\text{eff}}$ für verschiedene R_{eff} bzw. H zu berechnen. Dieses Verfahren ermöglicht auch die Eichung von Regelstäben in Einheiten der Reaktivität. Solche „dynamische" Messungen, die auf allen Gebieten der Reaktormeßtechnik zunehmend an Bedeutung erlangen, hat z. B. Sjöstrand[1]) an einer unterkritischen schwerwassermoderierten Struktur durchgeführt.

In Messungen, bei denen es auf besondere Genauigkeit ankommt, geht man so nahe an die kritische Größe heran, daß man automatische Sicherheitsvorrichtungen für die Reaktivität vorsehen muß, was man bei den normalen Exponentialversuchen vermeiden kann (nahezu kritische Anordnungen). Eine besondere Art von Strukturuntersuchung an einem kritischen Reaktor ist der „*loop test*", bei dem man eine unterkritische Struktur in eine Aussparung eines Reaktors einsetzt. Diese Versuchsstruktur kann mit einem getrennten Kreislauf gekühlt werden. Man kann auf diese Weise dort die praktischen Betriebsbedingungen bezüglich Neutronenflußdichte, Neutronenspektrum, Temperatur usw. viel besser realisieren, als dies in einem Exponentialversuch der Fall ist[2]).

Als abschließende Betrachtung zu den Verfahren, die wir für die Messung der Größen f, p, ε, M^2 und B^2 beschrieben haben, geben wir eine Überlegung aus einer Arbeit von Mummery[3]) wieder. Sie beschreibt den allgemeinen Zusammenhang zwischen diesen Größen, aus dem man die grundlegenden Materialkonstanten η, ε und $\int \sigma_{a\,\text{eff}}\, \mathrm{d}E/E$ sowie Aufschluß über die Konsistenz der verschiedenen Messungen erhält. Wir denken uns eine Anzahl von Strukturen, die alle die gleichen Brennelemente, jedoch verschiedenes Brennstoffmoderator-Volumverhältnis $V_B/V_M = v$ besitzen. Wir spalten nun die kritische Gleichung in solche Komponenten auf, die abhängig, und andere, die unabhängig von v sind. Dann ergibt sich mit Hilfe einer elementaren Umformung der kritischen Gleichung unter Verwendung der Beziehung für p

$$\ln \eta_0\, \varepsilon_0 = \ln x + v\, y .$$

Dabei ist

$$x = \frac{(1 + \mathsf{B}^2 L^2)\,(1 + \mathsf{B}^2 \bar{\tau})}{(1 + \delta_1)\,(1 + \delta_2)\, f}$$

$$y = \frac{N_{vB} \int \sigma_{a\text{eff}}\, \mathrm{d}E/E}{N_{vM}\, \xi\, \sigma_s} .$$

Die Größen δ_1 und δ_2 beschreiben den v-abhängigen Anteil von η und ε in Form einer Korrektur

$$\eta = \eta_0\,(1 + \delta_1), \quad \varepsilon = \varepsilon_0\,(1 + \delta_2).$$

Dabei ist δ_1 die Abweichung der Größe η für ein Neutronenspektrum, das infolge des Einfangs mit zunehmendem v von demjenigen im absorptionsfreien Moderator abweicht. δ_2 beschreibt Abweichungen der Größe ε auf Grund des Wechselwirkungseffekts. Ermittelt man nun $\ln x$ für verschiedene v und trägt $\ln x$ gegen v auf, so muß sich, wenn die Messungen konsistent sind, eine gerade Linie ergeben. Aus deren Neigung erhält man das effektive Resonanzintegral, aus ihrem Achsenabschnitt $\eta_0\, \varepsilon_0$. Diese Methode wurde an drei verschiedenen Uranstabtypen (25 mm, 30 mm, 32,5 mm Durchmesser) mit je drei Werten von v durchgeführt, indem man jeweils die Größen f, p, ε, M^2 und B^2 bestimmte und in obige Beziehung einsetzte. Die Abweichungen von der geforderten linearen Beziehung betrugen weniger als 0,5 %. Für die befriedigende Konsistenz der Messung spricht ferner der Umstand, daß die Abweichungen in den η_0-Werten bei sämtlichen untersuchten neun Strukturtypen unter 0,3 % liegen. Da verschiedenen Stabdurchmessern ein verschiedenes S/M entspricht, erhält man aus dieser Messung auch die Konstanten A und μ für das effektive Resonanzintegral $A\,(1 + \mu\, S/M)$.

[1]) Sjöstrand, N. G., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 52, P/789.
[2]) Mummery, P. W., Br. J. Appl. Phys., Suppl. **5** (1956), 27. — Kruzhilin, G. N., Genf. Ber. 1955, Bd. 2, S. 435, P/620.
[3]) Mummery, P. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 282, P/429 und Br. J. Appl. Phys. Suppl. **5** (1956), 27.

3.34 Untersuchungen an Schnellen Reaktoren

Ein Schneller Reaktor enthält keinen Moderator, so daß das Maximum des Neutronenspektrums bei einer relativ hohen Energie (etwa 100 keV) liegt. Damit geschieht die Auslösung der Spaltung vorwiegend durch schnelle Neutronen. Als Brennstoff dient Uran mit einem hohen Gehalt an U^{235} oder Pu^{239}, als Kühlmittel Na oder K. Der Reaktorkern ist mit einer Bruthülle aus U^{238} oder Th^{232} umgeben, das ebenfalls gekühlt wird. Infolge der hohen mittleren Neutronenenergie sind die Einfangquerschnitte sämtlicher Materialien sehr gering; damit fallen die beim thermischen Reaktor so komplizierten Probleme von Resonanzabsorption, Flußunterdrückung in den Brennelementen, Vergiftungserscheinungen und dergleichen weg. Die Schwierigkeiten liegen hier auf einer anderen Ebene. Beim thermischen Reaktor konnte man ziemlich mühelos aus der kritischen Gleichung die kritische Größe berechnen; die dazu benötigten Faktoren η, ε, f, p und M^2 konnte man annähernd berechnen und bei höheren Genauigkeitsansprüchen ausmessen.

Hier ist dies nicht in dieser Form möglich, und zwar aus folgenden Gründen: a) Beim thermischen Reaktor konnte man den Vermehrungsfaktor k_∞ durch die Betrachtung von drei Neutronengruppen darstellen: Jene, in der praktisch nur schnell gespalten wird (ergibt ε); jene, in der nur Resonanzeinfang stattfindet (gibt p) und schließlich jene, in der Neutronen mit bekannter thermischer Energieverteilung bei bekanntem Wirkungsquerschnitt spalten und Einfang erleiden (gibt f und η). Beim Schnellen Reaktor hingegen ist diese Aufspaltung nicht sinnvoll, da das Verhalten der Neutronen in allen in Betracht kommenden verschiedenen Energiebereichen qualitativ übereinstimmt. b) Da es bisher keine geschlossene „unelastische Moderationstheorie" gibt, ist es nicht möglich, die zur Berechnung des Leckfaktors nötige Wanderfläche für verschiedene Reaktorkernzusammensetzungen auf einfache Weise zu errechnen. c) Auch die Aufspaltung der kritischen Gleichung in geometrieabhängigen Leck- und geometrieunabhängigen Vermehrungsfaktor verliert hier ihren Sinn für die Berechnung: Da die Form des Neutronenspektrums von der Reaktorgröße beeinflußt wird, hängen auch die mittleren Wirkungsquerschnitte und damit der Vermehrungsfaktor selbst in komplizierter Weise von der Größe des Reaktors ab.

Da also beim Schnellen Reaktor eine so übersichtliche Darstellung wie die der kritischen Gleichung nicht angegeben werden kann, muß die Berechnung — zumeist mit elektronischen Rechenmaschinen — nach einer Vielgruppen-Diffusionsgleichung erfolgen, wobei in jeder Gruppe die entsprechenden Streu-, Spaltungs-, Einfang- und Transfer-Wirkungsquerschnitte bekannt sein müssen[1]). Die Lösung dieses Gleichungssystems liefert dann die kritische Größe, die Verteilung der Neutronen über den Ort und über die verschiedenen Energiegruppen. Die Meßtechnik hat sich hier also zunächst mit der Auffindung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte in den einzelnen Energiegruppen zu befassen, ferner mit der Messung der Orts- und Energieverteilung der Neutronen. Eine genaue experimentelle Bestimmung der kritischen Größe erfolgt ähnlich wie beim thermischen Reaktor durch einen Exponentialversuch. Schließlich ist die experimentelle Bestimmung des Konversionsverhältnisses für die Beurteilung der Wirtschaftlichkeit eines Schnellen Reaktors von großer Wichtigkeit. Die hier aufgezählten Untersuchungen werden nachfolgend im einzelnen beschrieben.

3.341 Spektrometrie

Wegen der mehr oder weniger starken Energieabhängigkeit sämtlicher Wirkungsquerschnitte der Bau- und Brennstoffe eines Schnellen Reaktors ist eine genaue Kenntnis seiner Neutronenspektren an den verschiedenen Stellen des Reaktorkerns und der Bruthülle von großer Wichtigkeit. Eine Berechnung der Spektren ist wegen des Fehlens einer geschlossenen unelastischen Moderationstheorie und wegen der mangelhaften Kenntnis der Gruppenkonstanten nur mit Mühe und unbefriedigend möglich. Ein zu-

---

[1]) Der Transfer-Wirkungsquerschnitt $\sigma(E_1, E_2)$ gibt den Wirkungsquerschnitt für den Prozeß der Überführung eines Neutrons von einer höheren Energiegruppe 1 in eine tiefere 2 durch einen unelastischen Stoß. Energieänderung durch elastische Stöße spielt dabei eine geringe Rolle wegen der hohen Massenzahlen der Materialien im Schnellen Reaktor; nur für die Energie der Aluminiumstreuresonanzen muß man gegebenenfalls elastische Moderation an Al-Kernen mitberücksichtigen.

verlässiges experimentelles Verfahren zur Aufnahme von Neutronenspektren ist die Ausmessung von Rückstoßprotonenbahnen in wasserstoffgefüllten Nebelkammern, die man dem Neutronenfluß ausgesetzt hat[1]). Man erfaßt dabei den Energiebereich von etwa 0,1 bis 1 MeV. Für Energien über 1 MeV, bei denen auch in Überdruckkammern (bis 1200 Torr) die Bahnspuren zu lang würden, bedient man sich der Protonenspuren in Kernplatten[2]), z. B. in den wasserstoffhaltigen Ilford C-2-Emulsionen. Um eine gute statistische Genauigkeit zu erzielen, muß man viele Tausend Spuren stereoskopisch auswerten. Der Arbeitsaufwand ist dabei außerordentlich hoch. Der zu untersuchende Strahl wird in einem mehrere Meter langen Stahlrohr von 1 cm Durchmesser zur Nebelkammer geleitet, deren Abmessungen rund $30 \times 30 \times 5$ cm^3 betragen. Um sich zu vergewissern, ob der extrahierte Strahl die gleiche spektrale Zusammensetzung hat wie der Neutronenfluß an seinem Ursprungsort, bestimmt man für beide Stellen das Verhältnis der Spaltungsausbeuten von U^{235} und U^{238}, das ein integrales Maß für das Verhältnis von schnelleren zu langsameren Neutronen im Spektrum liefert.

Ferner kann man Neutronenspektren mittels Protonenrückstoßzählern in Verbindung mit einem Impulsdiskriminator aufnehmen (s. 1.4). Dabei ergibt sich die Komplikation, daß einer einzigen Neutronenenergie ein ganzes Spektrum von Protonenimpulsen zugeordnet ist, einerseits weil zu verschiedenen Streuwinkeln verschiedene Protonenenergien gehören, andererseits weil nicht alle Rückstoßprotonen ihre volle Energie im Zählrohr abgeben. Es wurden speziell zum Zwecke der Spektrometrie Rückstoßzähler entwickelt, die diese Schwierigkeiten umgehen[3]). Der Meßbereich aller beschriebenen Spektrometer ist wegen der für eine nachweisbare Ionisierung mindestens notwendigen Energie nach unten beschränkt. Man kommt leider nicht tiefer als einige hundert keV, obwohl man sich gerade für den darunter liegenden Teil des Spektrums beim Schnellen Reaktor besonders interessieren würde. Die Verwendung eines in der letzten Zeit entwickelten Zählrohrs, das die exotherme Reaktion

$$He^3 + n \longrightarrow H^3 + p + 770\,keV$$

benützt[4]), verspricht eine Erweiterung auf etwas kleinere Energien.

Eine integrale Spektralinformation erhält man mit geringem experimentellem Aufwand aus der Verwendung von Indikatoren, die gewisser Kernreaktionen mit verschiedenen Energieschwellen fähig sind[5]). Man bestimmt für verschiedene solche Indikatoren nach deren Exponierung im Schnellen Reaktor die Reaktionsausbeute aus der Beta-Aktivität A des entstandenen Folgeprodukts. Weiterhin ermittelt man die Reaktionsausbeute für dieselben Indikatoren, nachdem man sie dem (bekannten) Spaltungsspektrum ausgesetzt hat, das man zur Normierung heranzieht. Dann gilt

$$(A/A_{sp})_1 : (A/A_{sp})_2 : \ldots = (\bar{\sigma}/\bar{\sigma}^{(sp)})_1 : (\bar{\sigma}/\bar{\sigma}^{(sp)})_2 : \ldots$$

Dabei sind $\bar{\sigma}$ und $\bar{\sigma}^{(sp)}$ die Reaktionswirkungsquerschnitte, gemittelt über das fragliche Spektrum bzw. über das Spaltungsspektrum. Man kann daraufhin mit einiger Mühe ein Spektrum „erfinden“, das nach vollzogener Mittelung über die Indikatorwirkungsquerschnitte die obigen Proportionen gerade richtig wiedergibt. Folgende Reaktionen kommen für diese Untersuchungen in Frage (effektiver Schwellwert in Klammern):

---

[1]) Lichtenberger, H. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 345, P/813. — Dunlap, H. F., Little, R. N., Phys. Rev. **60** (1941), 693. — Little, Long, Mandeville, Phys. Rev. **69** (1946), 414.

[2]) Teucher, M., Z. Phys. **126** (1949), 410. — Whitmore, B. G., Baker, W. B., Phys. Rev. **78** (1950), 799. — Houtermans, F. G., Teucher, M., Z. Phys. **129** (1951), 365.

[3]) Diven, B. C., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 251, P/594. — Rosen, L., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 97, P/582. — Schmidt-Rohr, U., Z. Naturforsch. **8a** (1953), 470. — Baldinger, Huber, Staub, Helv. Phys. Acta **11** (1938), 245. — Nereson, Darden, Phys. Rev. **89** (1953), 775.

[4]) Batchelor, Aves, Skyrme, Rev. Sci. Instr. **26** (1955), 1037.

[5]) Okrent, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 347, P/609. — Barschall, Rosen, Taschek, Williams, Rev. Mod. Phys. **24** (1952), 1. — Cohen, B. L., Nucleonics **8**, Nr. 2 (1951), 29.

Al^{27} (n, p) Mg^{27} (4,6 MeV), S^{32} (n, p) P^{32} (3,5 MeV), U^{238} (n, sp) (1 MeV), U^{234} (n, sp) (0,5 MeV), In (n, n′) In* (1 MeV).

Die Ergebnisse der Spektraluntersuchungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Die spektrale Verteilung steigt von kleinen Energien ausgehend stark an bis zu einem Maximum, das bei etwa 100 keV liegt. Seine Lage hängt nur sehr schwach vom Meßort im Reaktorkern, von dessen Größe und dessen Zusammensetzung ab. Im Gegensatz hierzu ist die mittlere Energie des Spektrums von der Beschaffenheit des Reaktorkerns abhängig; sie liegt um so höher, je kleiner dieser ist und je kleiner die unelastischen Wirkungsquerschnitte des Brennstoffs sind. Für Energien im MeV-Bereich nimmt das Spektrum dieselbe Gestalt wie das Spaltungsspektrum an.

3.342 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Lösung der Vielgruppengleichung

3.342 1 Die Transferwirkungsquerschnitte

Die Transferwirkungsquerschnitte $\sigma(E_1, E_2)$ sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron der Energie E_1 nach einem Stoß die Energie E_2 erhält. Die Bestimmung geschieht folgendermaßen: Man streut Neutronen einer Energie E_1 am entsprechenden Material. Mittels eines Schwellwertdetektors, dessen Schwelle gerade auf E_1 eingestellt ist, weist man den Bruchteil T der Streuneutronen nach, der keinen unelastischen Energieverlust erlitten hat (elastische Energieverluste können meist vernachlässigt werden). Die experimentelle Anordnung besteht hierbei aus einem Detektor, der mit dem Probematerial in Gestalt einer Kugelschale der Dicke D umhüllt ist. Ihm gegenüber steht die Neutronenquelle. Nun wird an Hand des Reziprozitätstheorems von Bethe gezeigt, daß die Transmission T dieser Anordnung die gleiche ist wie für eine Anordnung, bei der das Material die Quelle umhüllt. In diesem letzteren Fall gilt aber ersichtlich

$$T = e^{-\sigma_{\text{unel}}(E_1) N_v D},$$

sofern man Mehrfachstöße vernachlässigt. Dabei bezeichnet N_v die Atomzahldichte der Proben und $\sigma_{\text{unel}}(E_1)$ den sog. totalen unelastischen Wirkungsquerschnitt, der die Gesamtheit aller unelastischen Prozesse erfaßt, unabhängig von der Energie nach dem Stoß. Die Annahme, daß keine Mehrfachstreuung vorliegt, verliert ihre Gültigkeit für größere Probendicken. Dadurch wird T eine sehr komplizierte Funktion nicht nur des unelastischen, sondern auch des elastischen Streuquerschnitts. Eine erschöpfende Darstellung der zugehörigen Theorie sowie der experimentellen Ergebnisse haben Bethe u. a.[1]) veröffentlicht. Um nun den bezüglich E_2 differentiellen unelastischen Wirkungsquerschnitt, $\sigma(E_1, E_2)$, zu erhalten, muß man die Energieverteilung der unelastisch gestreuten Neutronen kennen. Dies kann geschehen, indem man den Detektorschwellwert variabel macht und damit die Neutronen diskriminiert, die von E_1 aus unterhalb eine gewisse Energie gestreut wurden[2]). Da die Detektorschwelle nicht sehr scharf ist, ergeben sich keine sehr genauen Ergebnisse. Bessere erhält man, wenn man die Energieverteilung der Streuneutronen durch Laufzeitmethoden mißt[3]). Bei der Reaktorberechnung geht man meist so vor, daß man den Transferquerschnitt in folgender Form darstellt:

$$\sigma(E_1, E_2) = \sigma_{\text{unel}}(E_1)\, f(E_1, E_2),$$

---

[1]) Bethe, Beyster, Carter, J. Nucl. Energy **3** (1956), 207, 273, u. **4** (1957), 3, 147. — Taylor, Lonsjö, Bonner, Phys. Rev. **100** (1955), 174. — Beyster, Henkel, Nobles, Phys. Rev. **97** (1955), 563. — Phillips, Davis, Graves, Phys. Rev. **88** (1952), 600.

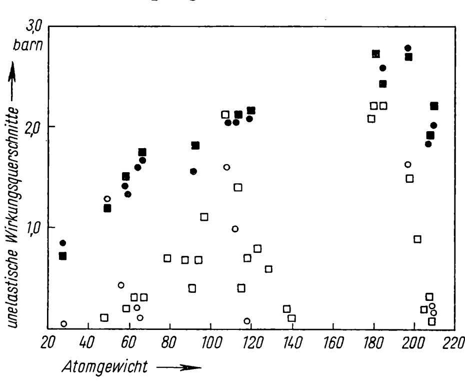
[2]) Barschall, H. H., u. a., Phys. Rev. **72** (1947), 875 u. 881.

[3]) Cranberg, L., Levin, J. S., Phys. Rev. **100** (1955), 434. — O'Neill, K. G., Phys. Rev. **95** (1954), 1235. — Cranberg, L., Genf. Ber. 1955, Bd. 4, S. 40, P/577.

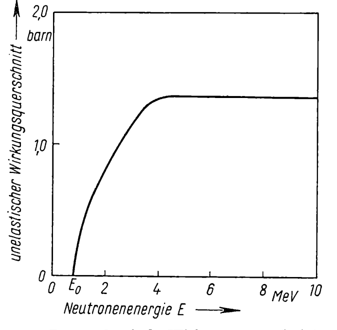
wobei $f(E_1, E_2)$ eine halbempirische Beziehung für das Spektrum der Neutronen ist, die aus dem angeregten Zwischenkern verdampfen. Es ist näherungsweise

$$f = E_2 \, e^{-E_2/T(E_1, A)},$$

wobei T die vom Atomgewicht A abhängige „Kerntemperatur" ist[1]); sie beträgt für die in Betracht kommenden Werte der Energie vor dem Stoß und bei Uran etwa 0,1 MeV. Es versteht sich, daß diese kontinuierliche Darstellung nur eine grobe Näherung sein kann, weil die unelastischen Energieverluste diskret sind. Dies gilt insbesondere für die kleinen Energieverluste, weil die zugehörigen tiefliegenden Neutronenanregungsterme untereinander Abstände in der Größenordnung von einigen 10 bis 100 keV besitzen. Die kontinuierliche Verteilung der Energien vor dem Stoß mag dieser Darstellung ihre Rechtfertigung geben. Eine erschöpfende Information über den Transferwirkungsquerschnitt liefert die Kenntnis der unteren Neutronenanregungsterme, die an Hand von Kernreaktionen verschiedener Art in größerem Umfang untersucht sind[2]), sofern man die zugehörigen Anregungswirkungsquerschnitte kennt. Die Anregungswirkungsquerschnitte bestimmt man oft aus der Zählung und Energiediskrimination der beim unelastischen Stoß emittierten Gamma-Quanten[3]). Der Umfang der hierüber vorliegenden Information ist noch gering. Theoretisch berechnete Spektren von unelastisch gestreuten Neutronen entnimmt man dem Reactor-Handbook I [4]). Dort ist auch eine große Anzahl gemessener unelastischer Wirkungsquerschnitte zusammengestellt. Fig. **586.1** zeigt unelastische Wirkungsquerschnitte für 1 MeV- und 4 MeV-Neutronen in Abhängigkeit vom Atomgewicht. Für 1 MeV sind die Unterschiede bei verschiedenen Elementen naturgemäß groß, da die Lage des untersten Anregungsterms von Element zu Ele-



586.1 Zusammenstellung unelastischer Wirkungsquerschnitte für 1 MeV- und 4 MeV-Neutronen aus der Kugelschalenmethode (○ bzw. ●) und aus der Differenz von totalem und Streuwirkungsquerschnitt (□ bzw. ■) (letztere sind mit ± 0,15 barn Fehler behaftet). — Nach Walt, Genf. Ber. 1955, Bd. 2, S. 18, P/588.



586.2 Der unelastische Wirkungsquerschnitt von Fe in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (aus einer Anzahl von experimentellen Werten). — Nach Walt, Genf. Ber. 1955, Bd. 2, S. 18, P/588.

[1]) Blatt, J. M., Weiskopf, V. F., Theoretical Nuclear Physics, New York 1952, S. 365. Eine genauere Diskussion von f s. Feld u. a., NYO-636.

[2]) Scharff-Goldhaber, G., Phys. Rev. **90** (1953), 587 (Zusammenstellungen). — Endt, P. M., Kluyver, J., Rev. Mod. Phys. **26** (1954), 95. — Kunz, W., Schintlmeister, J., Tabellen der Kernphysik, Berlin 1957. — Morgan, I. L., Phys. Rev. **103** (1956), 1031.

[3]) Kiehn, R. M., Goodman, C., Phys. Rev. **95** (1954), 989. — Day, R. B., Genf. Ber. 1955, Bd. 2, S. 9, P/581. — Rothmann, Hans, Mandeville, Phys. Rev. **100** (1955), 83. — Eliot u. a., Phys. Rev. **94** (1954), 144. — Jennings, Weddell, Alexeff, Hellens, Phys. Rev. **98** (1955), 582.

[4]) Reactor Handbook I, Physics, New York 1955.

ment verschieden ist. Bei höheren Energien wirkt sich diese Verschiedenheit nicht mehr viel aus. Fig. **586**.2 gibt den charakteristischen Verlauf des totalen unelastischen Wirkungsquerschnitts wieder, der unterhalb des tiefsten Anregungsterms Null ist, dann monoton anwächst und im MeV-Bereich einen konstanten Wert annimmt. Ein mittleres logarithmisches Maß für den unelastischen Energieverlust, ξ_{unel}, ist bei Chernick[1]) angegeben.

3.342 2 Transportquerschnitte

Die gewöhnliche Neutronendiffusionsgleichung (s. 3.223 3) gilt zunächst nur für isotrope Streuung. Sie kann jedoch auch bei anisotroper Streuung für die Vielgruppentheorie des Schnellen Reaktors in guter Näherung verwendet werden, sofern man an Stelle des Streuquerschnitts den sog. Transportquerschnitt

$$\sigma_{tr} = 2\pi \int_0^\pi \sigma_s(\Theta)\,(1 - \cos\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta$$

einführt. Dabei bedeutet $\sigma_s\,(\Theta)$ den elastischen differentiellen Streuquerschnitt, der bei Streuungsanisotropie vom Laborsystemwinkel Θ abhängt. Die Anisotropie besteht bei schwereren Kernen in einer ausgeprägten Vorwärtsstreuung, die um so stärker ist, je höher die Energie der Neutronen und je größer der Kernradius ist. σ_{tr} ist also kleiner als σ_s. Winkelverteilungsmessungen sind wegen ihrer Bedeutung für die Kernphysik in großer Anzahl durchgeführt worden; wir verweisen diesbezüglich auf die einschlägige Literatur[2]). Diese Messungen sind meist nur relativer Art. Sie können mittels der gut bekannten totalen elastischen Streuquerschnitte[3])

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\Theta)\,\mathrm{d}\cos\Theta$$

normiert werden. Die Winkelverteilung der unelastisch gestreuten Neutronen kann für den hier in Betracht kommenden Energiebereich als isotrop angesehen werden. Eine experimentelle Bestätigung dieses Sachverhalts ist wegen der überlagerten starken elastischen Streuung nur sehr ungenau möglich[4]). Unter Zugrundelegung isotroper unelastischer Streuung bezeichnet man üblicherweise die Größe $\sigma_{tr,\,\text{total}} = \sigma_{tr} + \sigma_{\text{unel}}$ als den totalen Transportquerschnitt. Im Zusammenhang mit der nachfolgend beschriebenen Vergiftungskoeffizient-Methode soll eine Methode der direkten Bestimmung des Transportquerschnitts erwähnt werden.

3.342 3 Einfang- und Spaltquerschnitte

Bei den relativ hohen Energien, die die Neutronen im Schnellen Reaktor besitzen, sind die Einfangquerschnitte sehr gering; sie liegen in einem Bereich zwischen 1 mbarn und 200 mbarn. Zu deren Messung bedient man sich am besten der sehr empfindlichen Vergiftungskoeffizient-Methode (s. 3.312). Sie hat den Vorteil, an Ort und Stelle im Schnellen Reaktor durchgeführt, gerade die gewünschte Mittelung der Einfangquerschnitte über das Reaktorspektrum zu ergeben. Für die Reaktivitätsänderung, die das Einbringen einer Probe des kleinen Volumens δV in den Reaktor hervorbringt, ergibt sich nach der Eingruppen-Transporttheorie der Ausdruck[5]) (s. a. 3.234)

$$\delta k/k = \delta V N_v\,[(\bar{\nu} - g)\,\sigma_{\text{sp}} + (1 - g)\,\sigma_{tr,\,\text{total}} - g\,\sigma_e]\,\Phi^2/\int P\,\Phi\,\mathrm{d}V.$$

[1]) Chernick, J., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 215, P/603.

[2]) Allen, Walton, Perkins, Olson, Taschek, Phys. Rev. **104** (1956), 731. — Walt, M., Beyster, J. R., Phys. Rev. **98** (1955), 677. — Walt, M., Barschall, H. H., Phys. Rev. **93** (1954), 1062. — Whitehead, W. D., Snowdon, S. C., Phys. Rev. **92** (1953), 114.

[3]) Neutron Cross-Sections, Hughes, D. J., Harvey, J. A., AECU-2040, London 1955.

[4]) Cranberg, L., Levin, S., Phys. Rev. **103** (1956), 343.

[5]) Fuchs, K., Proc. Phys. Soc. **62 A** (1949), 791.

Dabei ist $\Phi(r)$ die Neutronenflußdichte, $P(r)$ die Neutronenerzeugungsrate je Volum- und Zeiteinheit, N_v die Zahl der Kerne je cm³ und

$$g(r) = 1 - 3\,j(r)^2/\Phi(r)^2,$$

worin j die Neutronenstromdichte bedeutet. Man entnimmt daraus folgendes: Setzt man die Probe ins Zentrum des Reaktorkerns, wo $j = 0$ und $g = 1$ ist, so erhält man für ein nichtspaltendes Material eine Reaktivitätsänderung proportional dem Einfangquerschnitt σ_e; für spaltbares Material erhält man grundsätzlich nur die Kombination $(\bar{\nu} - 1)\,\sigma_{sp} - \sigma_e$. Um also im letzteren Falle den Einfang- und den Spaltungsquerschnitt gesondert zu erhalten, benötigt man noch $\bar{\nu}$ und $\alpha = \sigma_e/\sigma_{sp}$ (s. hierzu 3.316). Macht man nun noch eine weitere Messung in der Nähe des Reaktorkernrandes, wo ein merklicher Strom fließt, so erhält man eine weitere Bestimmungsgleichung für den totalen Transportquerschnitt $\sigma_{tr,\,total}$. Den Wert von $g(r)$, der nun kleiner als 1 ist, kann man durch Verwendung einer Probe von bekannten Eigenschaften bestimmen. Messungen der beschriebenen Art wurden für eine Anzahl von Elementen am ZEPHYR-Reaktor durchgeführt[1]): Die Proben lagen in Form von Zylindern von einigen Zehntel cm³ vor. Als Vergleichsstandard diente Pu^{239}. Die Probe und der Standard wurden in einen zentralen und in einen randnahen Experimentierkanal des Reaktorkerns eingeführt und die Reaktivitätsänderung aus der Regelstabstellung gemessen. Es ist wichtig, die randnahe Messung nicht so weit außen vorzunehmen, daß sich bereits das „Weicherwerden" des Spektrums auf die Einfangquerschnitte auswirken kann.

Sofern der Einfang zu radioaktiven Kernen führt, kann man die Einfangquerschnitte für schnelle Neutronen durch die Konvertermethode von Hughes[2]) bestimmen: Ein thermischer Neutronenfluß, der möglichst frei von Resonanzneutronen ist, fällt auf eine U^{235}-Platte (3 mm dick, 10 cm Durchmesser), die aus einem eingefangenen thermischen Neutron im Mittel je 2,5 schnelle Spaltungsneutronen produziert (Konverterplatte). Die Probefolie steht der Konverterplatte gegenüber. Um eine thermische Aktivierung zu unterdrücken, ist sie in Cadmium eingeschlossen. Ihre induzierte Aktivität sei A (Cd). Eine Folie gleicher Beschaffenheit, aber ohne Cd-Schutz steht der Rückseite des Konverters gegenüber und wird durch den zu „konvertierenden" thermischen Fluß (plus den schnellen Fluß) aktiviert. Deren Aktivität werde mit A bezeichnet. Dann gilt offenbar

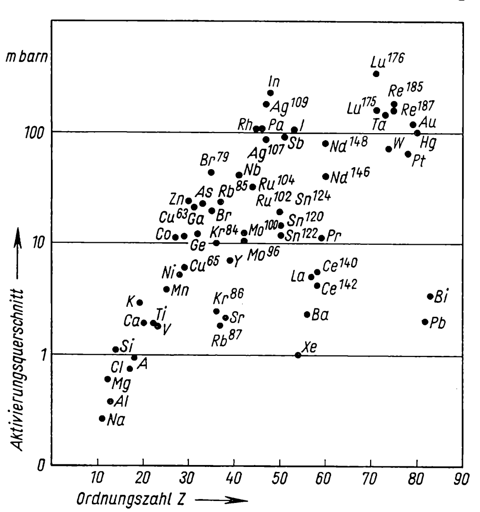
$$\sigma_{a\,(\mathrm{schnell})} = \sigma_{a\,(\mathrm{th})}\, A\,(\mathrm{Cd})/R\,[A - A\,(\mathrm{Cd})],$$

wobei $\sigma_{a\,(\mathrm{th})}$ der (bekannte) thermische Aktivierungsquerschnitt ist; R ist das aus der Geometrie der Anordnung berechenbare Verhältnis von schnellem zu thermischem Fluß auf der Probefolie (R liegt in der Größenordnung von etwa 2). Da der Einfangquerschnitt vieler Elemente für schnelle Neutronen um mehrere Größenordnungen unter dem für Resonanzneutronen liegt, muß man sorgfältig eine eventuelle Aktivierung durch Resonanzneutronen vermeiden (jene durch thermische Neutronen läßt sich durch den Cd-Schutz ohne weiteres völlig ausschalten). Diese kann weitgehend unterdrückt werden, wenn man die Probe mit Folien verkleidet, die aus dem gleichen Material bestehen wie die Probe selbst („Selbstabschirmung"). Nötigenfalls kann man einen Blindversuch zur Bestimmung der Störaktivierung allein vornehmen, indem man die Konverterplatte durch Umkleiden mit Cadmium „taub" macht. Die Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts im hier betrachteten Energiebereich geht wegen $\sigma_a = 2\,\pi^2\,\lambda\!\!\!^{-2}\,\Gamma_\gamma/\bar{D}$ wie $1/E$ ($\bar{D}$ bedeutet den mittleren Abstand der Resonanzlinien). Die beschriebene Konvertermessung des Einfangquerschnitts mittelt dessen Energieabhängigkeit über das Spaltungsspektrum. Führt man diese Mittelung rechnerisch

[1]) Holmes, J. E. R., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 331, P/404. — Shepherd, L. R., Br. J. Appl. Phys. Suppl. **5** (1956), 32.

[2]) Hughes, Garth, Eggler, Phys. Rev. **83** (1951), 234. — Hughes, Garth, Levin, Phys. Rev. **91** (1953), 1423. — Hughes, Spatz, Goldstein, Phys. Rev. **75** (1949), 1781.

durch, so ergibt sich, daß der Mittelwert gerade mit dem Wert des $1/E$-Einfangquerschnitts für 1 MeV übereinstimmt. Aus diesem Grunde bezeichnet man die Ergebnisse dieser Messungen üblicherweise als die Werte für 1-MeV-Neutronen. Sie sind in Fig. **589.1** zusammengestellt. Die aus Aktivierungsmessungen gefundenen Einfangquerschnitte sind nicht immer auf die Reaktorberechnung zu übertragen, da nicht notwendig jeder Einfang zu einer Radioaktivierung führt. Man stellt jedoch fest, daß auch in Fällen, wo Einfang- und Aktivierungsquerschnitt gleich sein müßten, starke Diskrepanzen bestehen, insbesondere bei den leichten Elementen. Die Begründung ist darin zu suchen, daß bei der Auswertung der Vergiftungskoeffizient-Methode nicht berücksichtigt wird, daß das Einbringen der Probe die unelastischen Moderationseigenschaften des Reaktorkernes an der betreffenden Stelle verändert. Dies bewirkt eine lokale Veränderung des Spektrums, die sich ihrerseits auf die Wirkungsquerschnitte in der Umgebung der Probe und damit auf die Reaktivität auswirkt.



589.1 Aktivierungswirkungsquerschnitte nach der Konvertermethode für eine effektive Neutronenenergie von 1 MeV. — Nach Hughes, Garth u. Levin, Phys. Rev. **91** (1953), 1423.

3.343 Exponentialversuch mit schnellen Neutronen[1])

Die Theorie des schnellen Exponentialversuchs ist die gleiche, wie wir sie schon beim thermischen Exponentialversuch beschrieben haben. Die Unterschiede liegen nur in der Beschaffenheit der Neutronenquelle und der Detektoren. Die Messung der räumlichen Flußdichteverteilung in der zu untersuchenden Struktur erfolgt durch eine besonders kleine Spaltungskammer ($0{,}5 \times 2{,}5 \times 2{,}5$ cm^3), die man durch einen axialen und durch einen radialen Kanal in die Struktur einführt. Da sich das Neutronenspektrum gegen den Rand der Exponentialstruktur hin merklich verändert, muß man sich bei der Flußdichtemessung vergewissern, ob die Flußdichteverteilungskurven nicht etwa durch eine Variation der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs gegen den Rand hin verfälscht werden. Zu diesem Zwecke wurden Spaltungskammern mit verschiedener spektraler Ansprechempfindlichkeit verwendet (Spaltmaterial U^{235}, U^{238}, Np^{237} und Pu^{240}). Die Flußdichteverteilungskurve wurde dann nur in dem Bereich als verbindlich angesehen, in dem die Ansprechwahrscheinlichkeit der verschiedenen Zähler relativ zueinander weniger als 1% variierte. Als schnelle Neutronenquelle diente eine 20 cm dicke Konverterplatte aus Natururan, die mit den Neutronen eines kleinen Leichtwasserreaktors bestrahlt wurde. Die Spaltungsneutronen nehmen dann in der dicken Konverterplatte annähernd die spektrale Verteilung an, die auch die Neutronen im Schnellen Reaktor besitzen. Im Gegensatz zum thermischen Exponentialversuch ist es hier weit weniger wichtig, die genaue Brennelement-Geometrie im Exponentialversuch zu verwirklichen, da keine merkliche Selbstabschirmung stattfindet: Dadurch

[1]) Beyer, u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 342, P/598.

wird die Mannigfaltigkeit der zu untersuchenden Strukturen erfreulicherweise sehr viel kleiner. Es wurde das Material in Form von etwa 1 mm dicken Blechen aus Uran, angereichertem Uran und Aluminium in den verschiedenen interessierenden Mischungsverhältnissen zusammengeschichtet. Die gesamte Struktur steht auf einem Wagen, den man nach vollendetem Aufbau gegen die Quelle anrollen läßt.

Die experimentellen Ergebnisse für die Flußwölbung und somit für die kritische Größe wurden mit denen verglichen, die man aus der Lösung einer 20-Gruppen-Transportgleichung theoretisch gefunden hatte. Der Unterschied betrug etwa 10%. Um sich über den Ursprung dieser Ungenauigkeit zu informieren, wurde die Rechnung mit in vertretbaren Grenzen geänderten Ausgangsdaten mehrmals wiederholt: a) Mit einer geänderten Energieverteilung der Neutronen nach einem unelastischen Streuvorgang (dE an Stelle von $E^{1/2}\,e^{-E}\,dE$), b) mit anderen Einfangquerschnitten, c) mit einem anderen Schwellwert für die unelastische Streuung an Uran (0,4 statt 0,2 MeV). Dabei ergaben sich Unterschiede in den Ergebnissen von nur wenigen Prozent. (Die zu verwendenden Kerndaten gehen also nicht sehr empfindlich in die Berechnung der kritischen Größe ein.) Die Verfasser nehmen an, daß die Diskrepanz mit der Messung davon herrührt, daß sich in dem Exponentialversuch die angenommene Gleichgewichtsverteilung im Neutronenspektrum doch nicht hinreichend eingestellt hat. Das wäre denkbar, weil die Kriterien, an Hand derer man sich über den Gleichgewichtszustand des Spektrums informierte (z. B. Schwellwertindikatoren), für den sehr wesentlichen Energiebereich unter 700 keV nicht hinreichend empfindlich sind.

3.344 Bestimmung des Konversionsverhältnisses

Das Konversionsverhältnis K gibt die Zahl der im Reaktor erzeugten Pu-Kerne pro verbrauchtem Brennstoffkern. Dafür können wir bei einem Reaktor mit U^{235} als Brennstoff schreiben:

$$\mathsf{K} = \frac{\text{Pu}^{239}\text{-Erzeugung}}{\text{U}^{235}\text{-Spaltung}} \cdot \frac{\text{U}^{235}\text{-Spaltung}}{\text{U}^{235}\text{-Spaltung} + \text{U}^{236}\text{-Erzeugung}}$$

oder

$$\mathsf{K} = \frac{\sigma_e^{238}\,N^{238}}{\sigma_{sp}^{235}\,N^{235}\,(1 + \bar{\alpha}^{235})}\,.$$

$\bar{\alpha}$ ist das Verhältnis von Einfang- zu Spaltungsquerschnitt des Brennstoffs; der Querstrich bedeutet die Mittelung über das Spektrum des Schnellen Reaktors. Die radiochemisch-massenspektroskopische Bestimmung dieser Größe haben wir bereits in 3.316 erwähnt. Es bleibt noch die experimentelle Bestimmung des ersten Faktors in der obigen Gleichung, die folgendermaßen vorgenommen wurde[1]):

Es wurde die in einer Probe von der Zusammensetzung des Reaktorkerns gebildete Menge von Pu^{239} sowie die Zahl der stattgehabten Spaltungen auf radiochemischem Wege bestimmt. Da eine solche Analyse sehr hohe Reaktionsausbeuten, d. h. sehr hohe Neutronendosen verlangt, beschritt man später einen indirekteren Weg. Man bestrahlte dünne Folien aus angereichertem U^{235} im Reaktorkern. Als Maß für die Zahl der im U^{235} stattgehabten Spaltungen diente die gesamte Gamma-Aktivität der Spaltungstrümmer, die durch einen Szintillationszähler festgestellt wurde. Daraufhin wurden U^{238}-Folien in gleicher Weise bestrahlt. Als Maß für die darin stattgehabten Einfänge diente die 100 keV Gamma-Strahlung des Np^{239}, die sich durch einen Einkanaldiskriminator leicht von den anderen emittierten Strahlungen absondern läßt. Np^{239} ist das Zwischenprodukt der Zerfallskette des U^{239}:

$$\text{U}^{238} + \text{n} \longrightarrow \text{U}^{239} \xrightarrow[23{,}5\,\text{min}]{\beta,\,\gamma} \text{Np}^{239} \xrightarrow[2{,}33\,\text{d}]{\beta,\,\gamma} \text{Pu}^{239}.$$

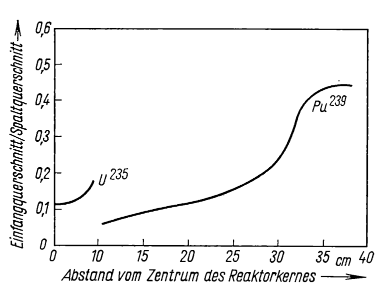
Da beide Messungen natürlich keine Absolutbestimmung der Aktivitäten ergeben, wurden die Zählraten auf diejenigen normiert, die sich bei einer Bestrahlung der

[1]) Lichtenberger u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 345, P/813.

gleichen U^{235} bzw. U^{238}-Folien in der thermischen Säule des Reaktors unter gleicher Zählgeometrie ergeben. Man überzeugt sich nun, daß sich aus den erhaltenen Zählraten Z das Verhältnis $\bar{\sigma}_e{}^{238}/\bar{\sigma}_{sp}{}^{235}$ durch folgenden Ausdruck ergibt:

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\sigma}_e{}^{238}}{\bar{\sigma}_{sp}{}^{235}} = \frac{\sigma^{238}_{a(th)}}{\sigma^{235}_{sp(th)}} \cdot \left[\frac{Z\,(\text{Reaktorkern})}{Z\,(\text{therm. Säule})\,(1-1/C)}\right]^{(238)} \left[\frac{Z\,(\text{therm. Säule})\,(1-1/C)}{Z\,(\text{Reaktorkern})}\right]^{(235)}.$$

Darin weist der Index e auf Einfang, sp auf Spaltung hin; C bedeutet das Cadmiumverhältnis in der thermischen Säule. Damit verfügt man über die notwendigen Größen, um das Konversionsverhältnis zu berechnen. Da $\bar{\alpha}$ übrigens vom Ort abhängt (s. Fig. **591.1**), muß man es an verschiedenen Stellen bestimmen und über den Reaktorkern mitteln.



591.1 Das Verhältnis von Einfang- und Spaltquerschnitt α in einem Schnellen Reaktor in Abhängigkeit vom Ort. Man erkennt die Verschlechterung gegen den Rand des Reaktorkerns wegen des Weicherwerdens des Spektrums. — Nach Lichtenberger, H. V., u. a., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 345, P/813.

Unter Zugrundelegung einer Neutronenbilanz ist man imstande, den Leckverlust des Reaktorkerns auszurechnen. Es ergibt sich nämlich für das Konversionsverhältnis in einer anderen Formulierung

$$\mathsf{K} = \frac{\bar{\nu} - 1 - \alpha - A - L + F(\bar{\nu} - 1)}{1 + \alpha}.$$

Dabei ist A der Absorptionsverlust in Kühlmittel und Strukturmetall je U^{235}-Spaltung, den man hinreichend genau aus der Kenntnis der Einfangquerschnitte berechnen kann (A beträgt etwa 10%), F ist die Zahl der U^{238}-Spaltungen je U^{235}-Spaltung ($F = 0{,}174$ aus Wirkungsquerschnittsdaten); die anderen Größen K, α und $\bar{\nu}$ sind bekannt. Somit findet man den Leckverlust L aus dem Reaktorkern je U^{235}-Spaltung (er beträgt etwa 20 bis 30%). Man benötigt ihn, um die Zahl der in die U^{238}-Bruthülle eintretenden Neutronen berechnen zu können. Der größte Teil dieser Neutronen wandelt U^{238} in Pu^{239} um und liefert damit einen weiteren Beitrag zum gesamten Brutgewinn des Reaktors.

3.4 Wärmeprobleme

3.41 Probleme der Wärmeübertragung*)

3.411 Die Wärmeleitung im Brennelement

3.411 1 Die stationäre Temperaturverteilung

Die Temperaturverteilung $\vartheta(\mathfrak{r})$ in einem Brennelement wird im allgemeinsten Fall durch die Gleichung der instationären Wärmeleitung[1])

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a\left(\Delta\vartheta + \frac{Q}{\lambda_w}\right) \tag{1}$$

mit λ_w als Wärmeleitfähigkeit und $a = \lambda_w/\varrho\, c$ als Temperaturleitfähigkeit beschrieben (ϱ = Dichte, c = spez. Wärme). Q gibt dabei die je Volumeinheit und Zeiteinheit

*) Verfaßt von H. Kornbichler, Frankfurt, und N. Kretzinger, Burghausen/Salzach.

[1]) Schmidt, E., Technische Thermodynamik, 4. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950, S. 344ff.

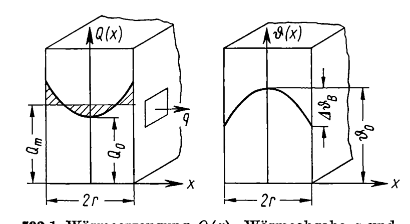
erzeugte Wärmemenge an. Beschränkt man die Untersuchungen zunächst auf das stationäre Verhalten des Reaktors, so vereinfacht sich diese Gleichung im Falle des nur von einer Koordinate abhängenden Wärmeflusses (Platte, Zylinder, Kugel) auf

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{m}{x} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \frac{Q(x)}{\lambda_w} = 0. \tag{2}$$

Dabei ist x die von der Mitte des Elements aus gezählte Koordinate. Für m ist bei der Platte $m = 0$, beim Zylinder $m = 1$, bei der Kugel $m = 2$ zu setzen.

Homogene Spaltstoffverteilung. Bei homogener Spaltstoffverteilung im Brennelement ist die Wärmeerzeugung $Q(x)$ der Neutronenflußdichte $\Phi(x)$ proportional. Aus der Diffusionstheorie läßt sich die Flußdichteverteilung bzw. die Leistungsverteilung berechnen (s. 3.2). Man erhält

$$\left.\begin{aligned} &\text{bei der Platte } \Phi(x) = \Phi_0 \cdot \cosh(\varkappa x); && Q(x) = Q_0 \cdot \cosh(\varkappa x) \\ &\text{beim Zylinder } \Phi(x) = \Phi_0 \cdot I_0(\varkappa x); && Q(x) = Q_0 \cdot I_0(\varkappa x) \\ &\text{bei der Kugel } \Phi(x) = \Phi_0 \cdot \frac{\sinh(\varkappa x)}{\varkappa x}; && Q(x) = Q_0 \cdot \frac{\sinh(\varkappa x)}{\varkappa x}. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$



592.1 Wärmeerzeugung $Q(x)$, Wärmeabgabe q und Temperaturverlauf ϑ am Brennelement, schematisch

Durch den Index 0 in den Größen der Gl. (3) wird die Flußdichte bzw. die Wärmeerzeugung in der Mitte des Elements ($x = 0$) gekennzeichnet, während $\varkappa$ den Kehrwert der Diffusionslänge für die Neutronen darstellt. I_0 ist die Besselfunktion nullter Ordnung.

Die mittlere Wärmeerzeugung Q_m im Element bzw. die Wärmestromdichte q an der Oberfläche, in der Technik meist thermische Oberflächenbelastung genannt, bestimmt man durch Integration über das Elementvolumen (Fig. **592.1**).

Mit $2r$ als Plattendicke bzw. Zylinder- bzw. Kugeldurchmesser liefert diese Rechnung

$$\left.\begin{aligned} &\text{für die Platte:} && Q_m = Q_0 \cdot \frac{\sinh(\varkappa r)}{\varkappa r}; \quad q = \frac{Q_0}{\varkappa} \cdot \sinh(\varkappa r) \\ &\text{für den Zylinder:} && Q_m = Q_0 \cdot \frac{2 \cdot I_1(\varkappa r)}{\varkappa r}; \quad q = \frac{Q_0}{\varkappa} \cdot I_1(\varkappa r) \\ &\text{für die Kugel:} && Q_m = Q_0 \cdot \frac{3}{\varkappa r}\left[\cosh(\varkappa r) - \frac{\sinh(\varkappa r)}{\varkappa r}\right]; \\ &&& q = \frac{Q_0}{\varkappa} \cdot \frac{1}{\varkappa r}\left[\cosh(\varkappa r) - \frac{\sinh(\varkappa r)}{\varkappa r}\right]. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Wird das Wärmeproduktionsglied aus Gl. (3) in Gl. (2) eingesetzt, so ergibt sich die Temperaturverteilung im Brennelement als Lösung der Differentialgleichung (2)

$$\left.\begin{aligned} &\text{bei der Platte } \vartheta = \vartheta_0 - \frac{Q_0}{\lambda_w \varkappa^2}[\cosh(\varkappa x) - 1] \\ &\text{beim Zylinder } \vartheta = \vartheta_0 - \frac{Q_0}{\lambda_w \varkappa^2}[I_0(\varkappa x) - 1] \\ &\text{bei der Kugel } \vartheta = \vartheta_0 - \frac{Q_0}{\lambda_w \varkappa^2}\left[\frac{\sinh(\varkappa x)}{\varkappa x} - 1\right]. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Dabei bedeutet ϑ_0 die Temperatur in der Mitte des Elements ($x = 0$). Die Temperaturdifferenz $\Delta \vartheta_B = \vartheta_0 - \vartheta_{x=r}$ zwischen Brennstoffmitte und Brennstoffoberfläche er-

rechnet sich aus Gl. (5), wobei man zweckmäßig noch die Oberflächenbelastung q aus Gl. (4) einführt:

$$\left.\begin{aligned}
\text{Platte:}\quad & \Delta\vartheta_B = \frac{q}{\lambda_w \varkappa}\cdot\frac{\cosh(\varkappa r)-1}{\sinh(\varkappa r)}\\
\text{Zylinder:}\quad & \Delta\vartheta_B = \frac{q}{\lambda_w \varkappa}\cdot\frac{I_0(\varkappa r)-1}{I_1(\varkappa r)}\\
\text{Kugel:}\quad & \Delta\vartheta_B = \frac{q}{\lambda_w \varkappa}\cdot\frac{\sinh(\varkappa r)-(\varkappa r)}{\cosh(\varkappa r)-\frac{1}{\varkappa r}\sinh(\varkappa r)}.
\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Homogene Wärmeerzeugung. Während der Reaktorbetriebszeit wird die Spaltstoffkonzentration in den Gebieten mit höherer Flußdichte schneller abnehmen als an Stellen kleinerer Flußdichte, also in der Mitte der Elemente. An Stelle der ungleichmäßigen Wärmeerzeugung nach Gl. (3) tritt dann eine gleichmäßigere ein. Da überdies das Argument $(\varkappa r)$ gewöhnlich sehr klein ist, kann man in vielen Fällen im Rahmen der übrigen Unsicherheiten das Wärmeproduktionsglied als konstant $Q = Q_m$ annehmen. Aus Gl. (2) ergibt sich dann die parabolische Temperaturverteilung

$$\vartheta = \vartheta_0 - \frac{Q_m}{n\,\lambda_w}\cdot x^2 \quad (7)$$

mit $n = 2$ bei der Platte, $n = 4$ beim Zylinder und $n = 6$ bei der Kugel. Die Temperaturdifferenz Mitte-Oberfläche wird

$$\Delta\vartheta_B = \frac{Q_m}{n\,\lambda_w}\cdot r^2 = \frac{q}{2\,\lambda_w}\,r. \quad (8)$$

Bei gleicher Oberflächenbelastung (Wärmestromdichte an der Oberfläche) q stellt sich also in Platte, Zylinder und Kugel die gleiche Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_B$ ein, wenn die Plattendicke dem Durchmesser von Zylinder bzw. Kugel entspricht.

Bei einer Oberflächenbelastung (Wärmestromdichte an der Oberfläche) $q = 100$ W/cm² $=$ 860000 kcal/m²h ergibt sich bei zylindrischen Brennstoffstäben von $r = 1$ cm Radius aus metallischem Uran mit der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_w = 21{,}6$ kcal/m · h grad für die Temperaturdifferenz zwischen Mitte und Oberfläche $\Delta\vartheta_B = 200\,°$C.

Temperaturabfall zwischen Brennstoff und Hülse. Wegen der unvermeidlichen Rauhigkeit von Brennstoff und Schutzhülse wird nur an sehr wenigen Stellen ein direkter Kontakt zwischen den beiden bestehen. Ist ihr mittlerer Abstand durch δ_Z gegeben, so kann man bei der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{w,Z}$ des Zwischenmediums eine Abschätzung der unteren Grenze der Wärmeübergangszahl vornehmen:

$$\alpha_{w,Z} \geqq \frac{\lambda_{w,Z}}{\delta_Z}. \quad (9)$$

Bei einem $\delta_Z = 0{,}1$ mm dicken Luftspalt ergibt sich hierfür beispielsweise bei 300 °C der sehr schlechte Wert von $\alpha_w \geq 390$ kcal/m² h grad.

Durch Anwendung äußeren Druckes können die Wärmeübergangsverhältnisse verbessert werden, weil dadurch δ_Z kleiner wird und die Flächen mit direktem Kontakt sich vergrößern. Bei Uran-Aluminium-Elementen wurden auf diese Weise Werte im Bereich von $\alpha_w = 10\,000$ kcal/m² h grad bis $\alpha_w = 25\,000$ kcal/m² h grad erreicht[1]).

Eine andere Verbesserungsmöglichkeit besteht in der Einfüllung besonders geeigneter Wärmeleiter zwischen Brennstoff und Hülse. Mit Helium erzielt man etwa 6fache Werte gegenüber Luft und bei flüssigen Metallen (Natrium-Kalium) etwa 1000fache Werte. Im zuletzt genannten Fall ist der Temperaturabfall vernachlässigbar.

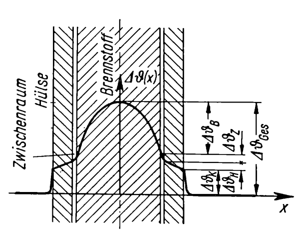
[1]) Boeschoten, F., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 208, P/947.

Wird die Hülse auf den Brennstoff aufgelötet, so liegen die Verhältnisse noch günstiger als bei Einfüllung flüssiger Metalle.

Temperaturabfall in der Schutzhülse. Die Dicke δ_H der Hülse ist gewöhnlich auch bei nichtplattenförmigen Elementen im Vergleich zu ihrer Krümmung so klein, daß die Wärmeleitung mit guter Näherung als ebenes Problem behandelt werden kann. Der Temperaturanstieg in der Hülse ist dann mit der Wärmeleitzahl $\lambda_{w,H}$ gegeben durch die Gleichung

$$\Delta\vartheta_H = \frac{\delta_H}{\lambda_{w,H}} q_m = \frac{\delta_H}{\lambda_{w,H}} \frac{R - \Delta r}{R - \frac{\Delta r}{2}} \cdot q. \tag{10}$$

Dabei ist q_m die Wärmestromdichte in der Mitte der Schutzhülse, Δr die Dicke der Schutzhülse und R der Krümmungsradius der Elementoberfläche.



594.1
Temperaturverlauf im Brennelement

Gesamter Temperaturabfall im Brennelement. Unter Vorwegnahme der in Abschn. 3.42 zu behandelnden Wärmeübergangszahl $\alpha_{w,K}$ zwischen Kühlmittel und Brennelement berechnet man den gesamten Temperaturanstieg (Fig. **594.**1) zu

$$\begin{aligned}\Delta\vartheta_{\mathrm{Ges}} &= \Delta\vartheta_B + \Delta\vartheta_Z + \Delta\vartheta_H + \Delta\vartheta_K \\ &= q\left[\frac{r}{2\lambda_{w,B}} + \frac{1}{\alpha_{w,Z}} + \frac{\delta_H}{\lambda_{w,H}} \cdot \frac{R - \Delta r}{R - \frac{\Delta r}{2}} + \frac{1}{\alpha_{w,K}} \cdot \frac{R - \Delta r}{R}\right].\end{aligned} \tag{11}$$

Unter Verwendung der Gl. (9) läßt sich damit eine fiktive „Wärmeübergangszahl"

$$\alpha_{w,\,\mathrm{Ges}} = \frac{q}{\Delta\vartheta_{\mathrm{Ges}}} = \frac{1}{\frac{r}{2\lambda_{w,B}} + \frac{\delta_Z}{\lambda_{w,Z}} + \frac{\delta_H}{\lambda_{w,H}} \cdot \frac{R - \Delta r}{R - \frac{\Delta r}{2}} + \frac{1}{\alpha_{w,K}} \cdot \frac{R - \Delta r}{R}} \tag{12}$$

definieren, mit deren Hilfe bei gegebener thermischer Oberflächenbelastung q an der Brennstoffoberfläche bzw. $q_a = q\,(R - \Delta r)/R$ an der Elementoberfläche die Übertemperatur $\Delta\vartheta_{\mathrm{Ges}}$ in der Mitte des Brennelements gegenüber der Kühlmitteltemperatur angegeben werden kann.

Verwendet man das oben angeführte Beispiel mit einer 1 mm dicken Zirkon-Hülse mit einer Wärmeleitzahl von $\lambda_{w,H} = 8{,}6$ kcal/m h grad und setzt ferner $\lambda_{w,H}/\delta_H = 8600$ kcal/m²h grad ein, so erhält man bei einer angenommenen Wärmeübergangszahl zwischen Kühlmittel und Element von 20000 kcal/m² h grad eine fiktive „Wärmeübergangszahl" α_{Ges} von

$$\alpha_{\mathrm{Ges}} = \frac{1}{\frac{0{,}01}{2 \cdot 21{,}6} + \frac{1}{10\,000} + \frac{0{,}001}{8{,}6} \cdot \frac{0{,}005}{0{,}0055} + \frac{1}{20\,000} \cdot \frac{0{,}005}{0{,}006}} = 2\,085 \text{ kcal/m}^2\text{h grad}.$$

Bei der im Beispiel verwendeten Oberflächenbelastung von $q = 860\,000$ kcal/m² h bedeutet dies einen Temperaturanstieg zwischen Kühlmittel und Elementmitte von rund 410 °C.

3.411 2 Die instationäre Temperaturverteilung

Beim Studium des dynamischen Verhaltens von Reaktoren tritt das Problem der instationären Wärmeleitung im Brennelement auf. Hier sollen nur zwei Fälle behandelt werden: Die nach einer gedämpften Sinusschwingung gestörte Wärmeerzeugung und ein willkürlich vorgegebener Reaktivitätsverlauf.

Störung der Wärmeerzeugung nach einer gedämpften Sinusschwingung. Dieser Sonderfall der instationären Wärmeerzeugung interessiert für die Stabilitätsuntersuchung

von Reaktorschwingungen mit kleiner Amplitude, bei denen alle Vorgänge im Reaktor durch lineare Gleichungen beschrieben werden können. Unterstellt man wieder, wie in 3.411 1, daß die Wärmeerzeugung über den Querschnitt eines Brennelements konstant, also keine Ortsfunktion ist, so tritt an die Stelle von Gl. (3) nun das zeitabhängige Produktionsglied:

$$Q(t) = Q_m + \Delta Q \cdot e^{pt}. \tag{13}$$

Dabei ist ΔQ die Schwingungsamplitude und $p = \beta + i\,\omega$ die komplexe Kreisfrequenz der Störung. Wegen der Linearität von Gl. (1) kann man alle Betrachtungen auf die instationären Übertemperaturen ϑ_t gegenüber den stationären Mittelwerten ϑ_{st} beschränken (s. Fig. **595.1**):

$$\vartheta = \vartheta_{st} + \vartheta_t. \tag{14}$$

595.1 Größenbezeichnungen bei instationärer Temperaturverteilung

Werden Gl. (13) und Gl. (14) in Gl. (1) eingesetzt, so bleibt, weil ϑ_{st} die stationäre Lösung ist, als zu lösende Differentialgleichung bestehen:

$$\frac{\partial \vartheta_t}{\partial t} = a \cdot \left[\Delta \vartheta_t + \frac{\Delta Q}{\lambda}\, e^{pt}\right]. \tag{15}$$

Zur Vereinfachung des Problems wird für die äußere Randbedingung nicht die strenge Lösung der Wärmeleitung in der Hülse (vgl. Fig. **594.1**) eingesetzt. Man vernachlässigt zweckmäßig die Wärmekapazität der Hülse und ersetzt den Temperaturabfall von der Brennstoffoberfläche bis zum Kühlmittel durch eine einzige „effektive" Wärmeübergangszahl $\alpha_{w,\text{eff}}$, die sich wie folgt berechnet:

$$\alpha_{w,\text{eff}} = \frac{1}{\dfrac{1}{\alpha_{w,Z}} + \dfrac{\delta_H}{\lambda_{w,H}} \cdot \dfrac{R - \Delta r}{R - \dfrac{\Delta r}{2}} + \dfrac{1}{\alpha_{w,K}} \cdot \dfrac{R - \Delta r}{R}}. \tag{16}$$

Die äußere Randbedingung, wonach der Wärmestrom im Brennstoff gleich sein muß dem Wärmestrom durch die Oberfläche, lautet damit:

$$\lambda_w \cdot \left(\frac{\partial \vartheta_t}{\partial x}\right)_{x=r} = \alpha_{w,\text{eff}} \left[\vartheta_{t\,x=r} - \vartheta_K\right]. \tag{17}$$

Dabei ist die Abweichung ϑ_K der Kühlmitteltemperatur vom stationären Wert (vgl. Fig. **595.1**) ebenfalls durch eine gedämpfte Sinusschwingung gleicher Frequenz darstellbar:

$$\vartheta_K = \Delta \vartheta_K \cdot e^{pt}. \tag{18}$$

Die Lösung von Gl. (15), welche die Randbedingungen Gl. (17) und Gl. (18) befriedigt, lautet:

$$\left.\begin{aligned}
&\text{für die Platte} && \vartheta_t = \left[A \cdot \cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot x\right) + \frac{a}{p} \cdot \frac{1}{\lambda}\right] \Delta Q \cdot e^{pt}\\
&\text{für den Zylinder} && \vartheta_t = \left[A \cdot I_0\left(\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot x\right) + \frac{a}{p} \cdot \frac{1}{\lambda}\right] \Delta Q \cdot e^{pt}\\
&\text{für die Kugel} && \vartheta_t = \left[A \cdot \frac{\sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot x\right)}{\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot x} + \frac{a}{p} \cdot \frac{1}{\lambda}\right] \Delta Q\, e^{pt}.
\end{aligned}\right\} \tag{19}$$

Aus der Randbedingung Gl. (17) errechnet sich die Konstante A

$$\left.\begin{aligned}
&\text{bei der Platte} \quad A = \frac{\alpha_{w,\mathrm{eff}}\left\{\frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda} - \frac{\Delta\vartheta_K}{\Delta Q}\right\}}{\lambda\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot\sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) - \alpha_{w,\mathrm{eff}}\cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right)}\\
&\text{beim Zylinder} \quad A = \frac{\alpha_{w,\mathrm{eff}}\left\{\frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda} - \frac{\Delta\vartheta_K}{\Delta Q}\right\}}{\lambda\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot I_1\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) - \alpha_{w,\mathrm{eff}}\cdot I_0\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right)}\\
&\text{bei der Kugel} \quad A = \frac{\alpha_{w,\mathrm{eff}}\left\{\frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda} - \frac{\Delta\vartheta_K}{\Delta Q}\right\}}{\frac{\lambda}{r}\cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) - \left(\frac{\lambda}{r^2} + \frac{\alpha_{w,\mathrm{eff}}}{r}\right)\cdot\sqrt{\frac{a}{p}}\cdot\sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right)}.
\end{aligned}\right\} \quad (20)$$

In den Fällen, in denen die Aufwärmung des Kühlmittels von Reaktoreintritt bis -austritt klein ist gegenüber der Temperaturdifferenz Brennstoff-Kühlmittel, kann die zusätzliche instationäre Aufwärmung $\Delta\vartheta_K$ des Kühlmittels vernachlässigt werden, und man hat mit Gl. (19) und Gl. (20) die Temperaturverteilung gewonnen. Dies gilt insbesondere für den Siedewasserreaktor (s. 3.62), bei dem $\Delta\vartheta_K$ in Strenge gleich Null ist. Aus Gl. (19) erhält man dann die über den Stabquerschnitt gemittelte instationäre Übertemperatur $\bar{\vartheta}_t$ durch Integration

$$\left.\begin{aligned}
&\text{bei der Platte} \quad \bar{\vartheta}_t = \left[\frac{A}{r}\sqrt{\frac{a}{p}}\cdot\sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) + \frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda_w}\right]\Delta Q\, e^{pt}\\
&\text{beim Zylinder} \quad \bar{\vartheta}_t = \left[\frac{2A}{r}\sqrt{\frac{a}{p}}\, I_1\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) + \frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda_w}\right]\Delta Q\, e^{pt}\\
&\text{bei der Kugel} \quad \bar{\vartheta}_t = \left[\frac{3A}{r^2}\left(\frac{a}{p}\right)\cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) -\right.\\
&\qquad\qquad \left. - \frac{3A}{r^3}\left(\frac{a}{p}\right)^{3/2}\sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) + \frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda_w}\right]\Delta Q\, e^{pt},
\end{aligned}\right\} \quad (21)$$

während sich die instationäre Abweichung $q_t = \Delta q \cdot e^{pt}$ von der mittleren (stationären) Oberflächenbelastung q_{st}

$$\left.\begin{aligned}
&\text{bei der Platte zu} \quad q_t = \alpha_{w,\mathrm{eff}}\left[A\cdot\cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) + \frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda_w}\right]\Delta Q\, e^{pt}\\
&\text{beim Zylinder zu} \quad q_t = \alpha_{w,\mathrm{eff}}\left[A\cdot I_0\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right) + \frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda_w}\right]\Delta Q\, e^{pt}\\
&\text{bei der Kugel zu} \quad q_t = \alpha_{w,\mathrm{eff}}\left[A\cdot\frac{\sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r\right)}{\sqrt{\frac{p}{a}}\cdot r} + \frac{a}{p}\cdot\frac{1}{\lambda_w}\right]\Delta Q\, e^{pt}
\end{aligned}\right\} \quad (22)$$

ergibt.

Falls die instationäre Aufwärmung $\Delta\vartheta_K$ des Kühlmittels im Reaktor nicht vernachlässigt werden kann, bereitet die Berechnung des Verhältnisses $\Delta\vartheta_K/\Delta Q$ in Gl. (20) zwar keine prinzipiellen Schwierigkeiten, man erhält jedoch recht umständliche Ausdrücke. Im folgenden soll daher nur als Beispiel der Gang der Rechnung bei plattenförmigen Brennelementen ange-

geben werden (Fig. **597.1**). Aus dem Flächenelement $a \cdot \mathrm{d}y$ (a = Breite senkrecht zur Zeichenebene, $\mathrm{d}y$ = Höhe, vgl. Fig. **597.1**) tritt die zusätzliche, instationäre Wärmemenge

$$\mathrm{d}q_t = \lambda_w \cdot \mathrm{d}y \left(\frac{\partial \vartheta_t}{\partial x}\right)_{\substack{x=r\\y}} \tag{23}$$

aus. Die zusätzliche Aufwärmung $\mathrm{d}\vartheta_K$ des Kühlmittels mit der Dichte ϱ_K und der spezifischen Wärme c_K ergibt sich längs der Höhe $\mathrm{d}y$ bei der Kühlmittelgeschwindigkeit w und der Kühlspaltbreite $2b$ zu

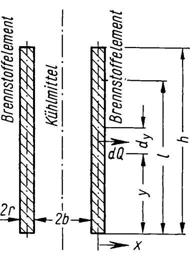
$$\mathrm{d}(\vartheta_K) = \frac{\lambda_w}{w \cdot b \cdot \varrho_K \cdot c_K} \left(\frac{\partial \vartheta_t}{\partial x}\right)_{\substack{x=r\\y}} \cdot \mathrm{d}y. \tag{24}$$

Die bis zur Stelle $y = l$ insgesamt erfolgte zusätzliche Aufwärmung erhält man nun durch Integration von Gl. (24) in den Grenzen von 0 bis l, wobei jedoch noch der Faktor

$$\mathfrak{F}_l = \mathrm{e}^{-p\tau} \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{l-y}{w} \tag{25}$$

mit zu integrieren ist, der die endliche Laufzeit des Kühlmittels von der Stelle y bis zur Stelle l berücksichtigt. Man erhält also:

$$\Delta \vartheta_K(l) = \frac{\lambda_w}{w \cdot b \cdot \varrho_K \cdot c_K} \int_0^l \mathrm{e}^{-\frac{p}{w}(l-y)} \cdot \left(\frac{\partial \vartheta_t}{\partial x}\right)_{\substack{x=r\\y}} \cdot \mathrm{d}y. \tag{26}$$

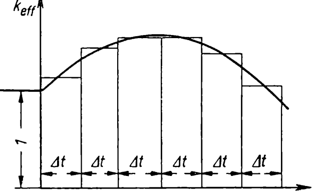


597.1 Größenbezeichnungen am Brennelement

Nun kann man Gl. (26) zusammen mit Gl. (20) in Gl. (19) einsetzen; für die Ortsabhängigkeit der Störungsamplitude ΔQ der Wärmeerzeugung setzt man etwa die Ortsabhängigkeit der Flußdichteverteilung im Reaktor ohne Reflektor an:

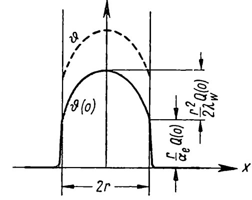
$$\Delta Q = \Delta Q_0 \cdot \sin\left(\frac{y \cdot \pi}{h}\right). \tag{27}$$

ΔQ_0 ist dabei die größte Amplitude der Leistungsschwingung in der Mitte des betrachteten Heizkanals (Brennelement), h ist die Reaktorhöhe. Die so entstehende Integralgleichung für $\Delta\vartheta_K(l)$ kann nach Differentiation in eine lineare inhomogene Differentialgleichung 1. Ordnung überführt und geschlossen ausgewertet werden.



597.2 Ersatz des wirklichen Reaktivitätsverlaufs durch einen Treppenzug

Beim Siedewasserreaktor ist zwar $\Delta\vartheta_K = 0$, jedoch tritt bei Leistungsschwingungen das Problem der Bestimmung des instationären Dampfgehalts im Reaktorkern auf. Man setzt das Problem ähnlich wie in den Gln. (23) bis (27) an, wobei statt der instationären Aufwärmung $\Delta\vartheta_K(l)$ das instationäre Dampfvolumen $\Delta V(l)$ bestimmt wird. Dies führt auf das gleiche Integral, wie es in der obenerwähnten Integralgleichung zu lösen ist, und man erhält sofort eine geschlossene Lösung für den Dampfgehalt als Funktion der Höhe l und der Zeit t im betrachteten Heizkanal des Reaktors.



597.3 Temperaturen am Brennelement vor der Laständerung (Beharrungszustand)

Willkürlich vorgegebener Leistungsverlauf. Um den Temperaturverlauf in einem Brennelement bei willkürlich vorgegebenem Verlauf der Reaktivität des Reaktors verfolgen zu können, ersetzt man zweckmäßig den wirklichen Reaktivitätsverlauf durch einen passend gewählten Treppenzug (Fig. **597.2**). Bei dieser Behandlung erhält man in jedem Zeitintervall Δt den Leistungsverlauf als Summe von $n + 1$ e-Funktionen, wenn n die Anzahl der berücksichtigten Gruppen verzögerter Neutronen ist (s. 3.2). Im folgenden soll der Lösungsweg des Problems am Beispiel eines plattenförmigen Brennelements angegeben werden; zur formalen Vereinfachung wird dabei an

Stelle der Summe in jedem Zeitintervall Δt nur eine einzige e-Funktion berücksichtigt (vgl. Fig. **598.1**).

Man hat die instationäre Wärmegleichung

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \left[\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{Q(t)}{\lambda_w} \right] \tag{28}$$

unter den Randbedingungen

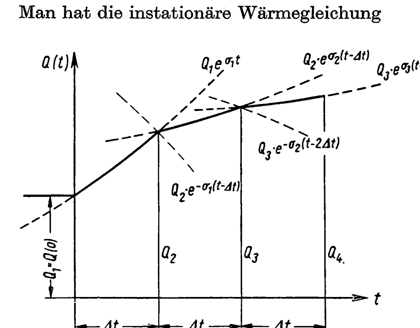
$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)_{x=0} = 0 \tag{29}$$

$$\left(\lambda_w \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \alpha_w \vartheta \right)_{x=r} = 0 \tag{30}$$

$$\vartheta_{t=0} = \vartheta(0) = \left[\frac{1}{2\lambda_w} (r^2 - x^2) + \frac{r}{\alpha_w} \right] Q(0) \tag{31}$$

zu lösen, wobei das Wärmeproduktionsglied in Gl. (28) durch den Ausdruck

$$Q(t) = Q_1 e^{\sigma_1 t} + Q_2 [e^{\sigma_2 (t - \Delta t)} - e^{\sigma_1 (t - \Delta t)}] + Q_3 [e^{\sigma_3 (t - 2\Delta t)} - e^{\sigma_2 (t - 2\Delta t)}] + \cdots \tag{32}$$



598.1 Beispiel eines stückweise aus e-Funktionen zusammengesetzten Leistungsverlaufs

gegeben ist. Setzt man nämlich

$$Q_1 = Q(0) \quad \text{und} \quad Q_{i+1} = Q_i \cdot e^{\sigma_i \cdot \Delta t} \tag{33}$$

und ferner alle e-Funktionen dann, wenn ihr Exponent negativ wird, gleich Null, so stellt Gl. (32) einen stückweise knickfreien Leistungsverlauf dar, wie er in Fig. **598.1** angedeutet ist. Die Berechnung der Exponenten σ_i aus den Reaktivitätssprüngen Δk_{eff} ist in 3.2 beschrieben. Wendet man die Laplace-Transformation $f(p) = \mathcal{L}\{\vartheta(t)\}$ auf Gl. (28) bis Gl. (33) an, so erhält man im Unterbereich an Stelle der partiellen eine gewöhnliche Differentialgleichung

$$a \cdot \frac{d^2 f}{dx^2} - p f = -a \left\{ Q_1 \left[\frac{1}{2\lambda_w} (r^2 - x^2) + \frac{r}{\alpha_w} \right] + \frac{Q_1}{\lambda_w} \frac{1}{p - \sigma_1} + \frac{Q_2}{\lambda_w} \left(\frac{1}{p - \sigma_2} - \frac{1}{p - \sigma_1} \right) e^{-\Delta t p} + \frac{Q_3}{\lambda_w} \left(\frac{1}{p - \sigma_3} - \frac{1}{p - \sigma_2} \right) e^{-2\Delta t p} + \cdots \right\} \tag{34}$$

mit den Randbedingungen

$$\left(\frac{df}{dx} \right)_{x=0} = 0 \quad \text{und} \quad \left(\lambda_w \frac{\partial f}{\partial x} + \alpha_w f \right)_{x=r} = 0. \tag{35}$$

Die Lösung dieser Gleichung, welche zugleich die Randbedingungen befriedigt, lautet:

$$f = Q(0) \left\{ \frac{1}{p} \left[\frac{1}{2\lambda_w} (r^2 - x^2) + \frac{r}{\alpha_w} \right] - \frac{a}{\lambda_w p^2} + \frac{\frac{a}{\lambda_w p^2}}{\frac{\lambda_w}{\alpha_w} \sqrt{\frac{p}{a}} \sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot r \right) + \cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot r \right)} \times \cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot x \right) \right\} + \frac{a}{p} \left\{ \frac{-\cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\, x \right)}{\frac{\lambda_w}{\alpha_w} \sqrt{\frac{p}{a}} \sinh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\, r \right) + \cosh\left(\sqrt{\frac{p}{a}}\, r \right)} + 1 \right\} \times \left\{ \frac{Q(0)}{\lambda_w} \cdot \frac{1}{p - \sigma_1} + \frac{Q_2}{\lambda_w} \left(\frac{1}{p - \sigma_2} - \frac{1}{p - \sigma_1} \right) e^{-\Delta t p} + \cdots \right\}. \tag{36}$$

Um hieraus den Temperaturverlauf im Brennelement als Orts- und Zeitfunktion zu erhalten, muß die Funktion Gl. (36) nach den Regeln der Laplace-Transformation in den Oberbereich zurücktransformiert werden. Nimmt man diese Rücktransformation mit Hilfe des Residuensatzes vor, so sind zunächst die Nullstellen der transzendenten Gleichung

$$\frac{\lambda_w}{\alpha_w} \sqrt{\frac{p}{a}} \tanh\left(\sqrt{\frac{p}{a}} \cdot r \right) = 0 \tag{37}$$

zu ermitteln, weil an diesen Stellen die Pole der Funktion Gl. (36) liegen. Bezeichnet man diese Lösungen mit p_n, so ergibt sich als Temperaturverteilung

$$\begin{aligned}\vartheta(t,x) = {} & Q(0)\left[\frac{1}{2\lambda_w}(r^2 - x^2) + \frac{r}{a}\right] + \frac{a\,Q_i}{\lambda_w\,\sigma_i}\left[1 + \frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{\sigma_i}{a}}\,x\right)}{\frac{\lambda_w}{\alpha_w}\sqrt{\frac{\sigma_i}{a}}\sinh\left(\sqrt{\frac{\sigma_i}{a}}\,r\right) + \cosh\left(\sqrt{\frac{\sigma_i}{a}}\,r\right)}\right]\times \\ & \times e^{\sigma_i[t-(i-1)\Delta t]} + \sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{a}{\sqrt{\frac{a}{p_n}}\left(\frac{\lambda_w}{2\,\alpha_w} + \frac{r}{2}\right) - \frac{r}{2}\left(\frac{\lambda_w}{\alpha_w}\right)^2\sqrt{\frac{p_n}{a}}}\cdot\frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{p_n}{a}}\cdot x\right)}{\sinh\left(\sqrt{\frac{p_n}{a}}\cdot r\right)}\times\right. \\ & \left.\times\left[\frac{Q(0)\,a}{\lambda_w\,p_n^2}\,e^{p_n t} - \frac{a}{p_n}\left(\frac{Q(0)}{\lambda_w}\cdot\frac{1}{p_n - \sigma_1}\,e^{p_n t} + \frac{Q_2}{\lambda_w}\left(\frac{1}{p_n - \sigma_2} - \frac{1}{p_n - \sigma_1}\right)e^{p_n(t-\Delta t)} + \cdots\right)\right]\right\}. \end{aligned} \tag{38}$$

Dabei sind alle Glieder mit negativen Exponenten gleich Null zu setzen. Für i ist jene ganze Zahl zu wählen, welche die Bedingung $0 < t - (i - 1)\cdot\Delta t < \Delta t$ erfüllt.

3.412 Wärmeübergang bei Konvektion

3.412 1 Theorie des Wärmeübergangs

Ähnlichkeitstheorie. Durch die Koppelung von Strömungs- und Wärmeleitproblemen beim konvektiven Wärmeübergang wird das Gesamtproblem derart kompliziert, daß theoretische Lösungen nur noch in den einfachsten Sonderfällen möglich sind. Darüber hinaus erschwert die Vielzahl der auftretenden Parameter auch die experimentelle Behandlung erheblich. Zur Reduzierung der Zahl der Parameter macht man sich die Ergebnisse der Ähnlichkeitstheorie[1]) zunutze. Hiernach sind zwei Wärmeübertragungsprobleme dann ähnlich, wenn neben der geometrischen Ähnlichkeit auch die den Vorgang beschreibenden Differentialgleichungen gleiche Koeffizienten besitzen. Es handelt sich dabei um die Energiegleichung, die Kontinuitätsgleichung und die Bewegungsgleichung:

Die Energiegleichung fordert, daß im stationären Zustand in jedem Volumelement die Energie*zufuhr* durch Konvektion ($\mathfrak{w}$ = Geschwindigkeit) gleich sein muß der Energie*abfuhr* durch Wärmeleitung, wobei die mechanische Energie gegenüber der Wärmeenergie vernachlässigt wird:

$$(\mathfrak{w}\ \mathrm{grad})\,\vartheta = a\,\Delta\vartheta. \tag{39}$$

Die Kontinuitätsgleichung fordert, daß im stationären Zustand in jedem Volumelement Zustrom und Abstrom des wärmeleitenden Stoffes gleich groß sein müssen. Mit ϱ als Dichte des Mediums gilt:

$$\mathrm{div}(\varrho\,\mathfrak{w}) = 0. \tag{40}$$

Als dritte Gleichung tritt die *Navier-Stokes*sche Gleichung hinzu, welche die Bewegung zäher Flüssigkeiten beschreibt. Im stationären Zustand ($\partial\mathfrak{w}/\partial t = 0$) lautet sie:

$$(\mathfrak{w}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{w} = -\frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\,p + \nu\,\Delta\,\mathfrak{w} + \mathfrak{g}\,\beta\,\vartheta. \tag{41}$$

Dabei ist p der Druck und ν die kinematische Zähigkeit. Das letzte Glied in der Gleichung trägt der Schwerkraft Rechnung mit $\mathfrak{g}$ als Erdbeschleunigung und β als

[1]) *Nußelt*, W., Mitt. Forsch.-Arb. Ing.-Wes. (VDI-Forsch.-Heft) 89, S. 1/38, Berlin 1910.

Volumausdehnungskoeffizient. Um die Gleichungen dimensionslos zu machen, bezieht man alle Veränderliche auf frei zu wählende charakteristische Größen:

Die Geschwindigkeiten auf die Geschwindigkeit w_0: $w = \dfrac{\mathfrak{w}}{w_0}$

Die Koordinaten auf die Abmessung l_0: $\xi = \dfrac{x}{l_0}$; $\eta = \dfrac{y}{l_0}$; $\zeta = \dfrac{z}{l_0}$;

Die Temperatur auf die Temperaturdifferenz ϑ_0: $\Theta = \vartheta/\vartheta_0$;

Den Druck auf die Impulsstromdichte $\varrho\, w_0^2$: $\pi = p/\varrho\, w_0^2$.

Man erhält dann bei $\varrho \approx$ const:

$$\left(\frac{w_0\, l_0}{a}\right)(w;\ \mathrm{grad}\,\Theta) = \Delta\,\Theta \tag{39a}$$

$$\mathrm{div}\,(w) = 0 \tag{40a}$$

$$\left(\frac{l_0\, w_0}{\nu}\right)(w;\ \mathrm{grad})\, w = -\left(\frac{l_0\, w_0}{\nu}\right)\mathrm{grad}\,\pi + \Delta\, w + \frac{g\,\beta\,\vartheta_0\, l_0^2}{\nu\, w_0}\,\Theta. \tag{41a}$$

Zwei geometrisch ähnliche Anordnungen sind folglich auch hinsichtlich der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder ähnlich, wenn die dimensionslosen Kennzahlen

Reynoldssche Zahl $Re = \dfrac{w_0\, l_0}{\nu}$

Pécletsche Zahl $Pe = \dfrac{w_0\, l_0}{a}$

Grashofsche Zahl $Gr = \left(\dfrac{l_0^2\, g\,\beta\,\vartheta_0}{\nu\, w_0}\right)\cdot Re = \dfrac{l_0^3\, g\,\beta\,\vartheta_0}{\nu^2}$

jeweils gleich sind. Mitunter ist die Einführung der

Prandtlschen Zahl $Pr = \dfrac{Pe}{Re} = \dfrac{\nu}{a}$

oder der

Stantonschen Zahl[1]) $St = \dfrac{Nu}{Re\cdot Pr} = \dfrac{Nu}{Pe} = \dfrac{\alpha_w}{w_0\,\varrho\, c_p}$

zweckmäßig. Für die Ähnlichkeit genügt dann die Identität von jeweils drei der genannten, voneinander unabhängigen Kenngrößen.

Weil eine dünne Schicht des strömenden Mediums immer an der Wand haftet (zähe Flüssigkeit!), muß die Wärmeübertragung durch diese dünne Schicht durch reine Wärmeleitung erfolgen. Der Wärmestrom (die in der Zeiteinheit übertragene Wärmemenge) durch die Fläche F läßt sich daher mit der zur Wand senkrechten Koordinate n durch die Gleichung

$$Q = \lambda_w \cdot F \cdot \left(\frac{\partial\,\vartheta}{\partial\, n}\right)_0 \tag{42}$$

beschreiben.

Wählt man als charakteristische Temperaturdifferenz die Differenz zwischen Wandtemperatur und Temperatur des strömenden Mediums in größerer Entfernung von der Wand, so kann man die übertragene Wärmemenge auch mit einer „effektiven" Wärmeübergangszahl $\alpha_{w,\mathrm{eff}}$ beschreiben:

$$Q = \alpha_{w,\mathrm{eff}} \cdot F \cdot \vartheta_0. \tag{43}$$

Nach Gleichsetzung von Gl. (42) und Gl. (43) kann die dimensionslose Nußeltsche Kennzahl Nu gebildet werden:

$$Nu = \frac{\alpha_{w,\mathrm{eff}}\, l_0}{\lambda_w} = \frac{\partial\,(\vartheta/\vartheta_0)}{\partial\,(n/l_0)}. \tag{44}$$

---

[1]) Definition der Nußeltschen Kennzahl Nu siehe folgenden Absatz.

Da der Differentialquotient in Gl. (44) definitionsgemäß bei allen die Ähnlichkeitsbedingungen erfüllenden Anordnungen gleich ist, muß auch die Nußeltsche Kennzahl bei allen ähnlichen Anordnungen gleich sein. Sie wird zur Berechnung der gesuchten effektiven Wärmeübergangszahl $\alpha_{w,\mathrm{eff}}$ benützt.

Aus dem Experiment bestimmt man für eine gegebene Geometrie im allgemeinsten Falle Nu als eine Funktion von Re, Pe und Gr. Zur Erweiterung des Gültigkeitsbereiches derartiger Funktionen kann man auch noch Parameter der Geometrie hinzunehmen (z. B. bei Rohrströmungen das Verhältnis von Durchmesser zu Länge) und erhält dann Funktionen von der Form $Nu = f\,(Re;\ Pr;\ Gr;\ x/l_0;\ y/l_0;\ldots)$.

Gewöhnlich versucht man die experimentellen Ergebnisse durch möglichst einfache Formeln (Potenzformeln) wiederzugeben.

Sonderfälle des Wärmeübergangs. Oft gestatten die beim Wärmeübergang vorliegenden Verhältnisse eine Vereinfachung der oben angegebenen Ähnlichkeitsbedingungen. Bei erzwungener Konvektion sind die Geschwindigkeiten meist so groß, daß der Einfluß der Naturkonvektion demgegenüber vernachlässigt werden kann. In diesem Fall brauchen die Grashofschen Zahlen zweier ähnlicher Anordnungen zur Wahrung der Ähnlichkeit nicht übereinzustimmen, und man erhält

$$Nu = f\left(Re;\ Pr;\ \frac{x}{l_0};\ \frac{y}{l_0};\cdots\right).$$

Wird der Wärmeübergang andererseits nur durch Naturkonvektion erreicht, so scheidet die Reynoldssche Zahl Re wegen der unbekannten Umlaufgeschwindigkeit als Parameter aus. Durch Wahl der zunächst willkürlichen Bezugsgröße w_0 zu $w_0 = l_0{}^2\, g\, \beta\, \vartheta_0/\nu$ in den Gln. (39 a) bis (41 a) zeigt sich, daß in diesem Falle die Nußeltsche Zahl nur von Gr und Pr abhängt:

$$Nu = f\left(Gr;\ Pr;\ \frac{x}{l_0};\ \frac{y}{l_0};\cdots\right).$$

Bei schleichender Bewegung und zähen Flüssigkeiten können zudem noch die Trägheitskräfte in den Navier-Stokesschen Gleichungen gegen die Zähigkeitskräfte vernachlässigt werden, so daß Gl. (41 a) bzw. Gl. (39 a) übergehen in

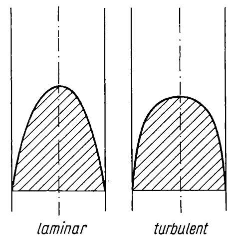
$$\Theta + \Delta w = Gr \cdot \operatorname{grad}\pi \qquad (41\,\mathrm{b})$$

bzw. in

$$Pr \cdot Gr \cdot (w, \operatorname{grad}\Theta) = \Delta\vartheta. \qquad (39\,\mathrm{b})$$

Aus Gl. (41 b) kann der Druck durch partielle Differentiation der Komponentengleichungen eliminiert werden, wobei auch die Grashofsche Zahl herausfällt. Folglich hängt die Nußeltsche Zahl in diesem Falle nur von dem Produkt $Pr \cdot Gr$ ab:

$$Nu = f\left(Pr \cdot Gr;\ \frac{x}{l_0};\ \frac{y}{l_0};\cdots\right).$$



601.1 Schematische Darstellung eines laminaren und eines turbulenten Strömungsprofils

Laminare und turbulente Strömung. Es gibt zwei Arten von möglichen Strömungsformen: laminare und turbulente Strömung. Bei niedrigen Geschwindigkeiten stellt sich die laminare Strömungsform ein. Sie ist durch Strömung in Schichten gekennzeichnet, wobei zwischen benachbarten Schichten von gewöhnlich unterschiedlicher Geschwindigkeit kein nennenswerter Impulsaustausch erfolgt. Mit zunehmender Geschwindigkeit gibt es für jedes Strömungsproblem eine durch die Reynoldssche Zahl Re gekennzeichnete Grenze, bei welcher der laminare Strömungszustand instabil wird und bei geringfügigen Störungen der Umschlag zur turbulenten Strömung mit lebhaftem Impulsaustausch zwischen benachbarten Stromschichten stattfindet. Dies bewirkt einen wesentlich steileren Geschwindigkeitsgradienten an

den Berandungen, was ein völligeres Strömungsprofil mit größerem Strömungswiderstand, aber auch besserem Wärmeübergang zur Folge hat (vgl. Fig. **601.**1).

Einfluß der Zähigkeit. Bei den Ähnlichkeitsbetrachtungen in diesem Abschnitt war unterstellt worden, daß das strömende Medium einheitliche Zähigkeit ν besitzt. Da diese Zähigkeit aber unter Umständen sehr stark von der Temperatur abhängt, hat man im Temperaturfeld variable Zähigkeit, so daß für vollständige Ähnlichkeit die Gleichheit der Temperaturfelder gefordert werden müßte. Bei verschiedenen Formeln für die Nußeltsche Kennzahl Nu wird dieser Sachlage in der Weise Rechnung getragen, daß man zur Bildung der dimensionslosen Kenngrößen zwar die mittleren Stoffwerte verwendet, die Nußeltsche Kennzahl Nu aber noch vom Verhältnis η_{Fl}/η_w der mittleren Zähigkeit zur Zähigkeit des strömenden Mediums an der Wand abhängig macht.

3.412 2 Wärmeübergang im Rohr

Bei gleichem Verhältnis von Durchmesser d zu Länge L sind Rohre einander geometrisch ähnlich. Um für jedes beliebige Rohr gültige Formeln zu erhalten, muß daher — wie in 3.412 1 erläutert — als zusätzlicher Parameter das Verhältnis d/L in die Gleichung für Nu eingeführt werden. Als Bezugsgrößen haben sich beim Rohr der Durchmesser d als charakteristische Länge l_0 und die mittlere Geschwindigkeit w_m als charakteristische Geschwindigkeit w_0 eingebürgert.

Laminare Strömung. Laminare Strömung liegt in einem zylindrischen Rohr vor, wenn die Reynoldssche Zahl $Re = w_0 l_0/\nu = w_m d/\nu$ kleiner als 2320 ist[1]). Oberhalb dieses Grenzwerts stellt sich die turbulente Strömungsform ein, wenn nicht durch besondere Maßnahmen, die praktisch nur im Experiment von Bedeutung sind, die an sich instabile laminare Strömungsform aufrechterhalten wird.

Nach Nußelt und Hausen[2]) ist die Nußeltsche Kennziffer bei Laminarströmung durch

$$Nu = 3{,}65 + \frac{0{,}0668 \cdot Pe \cdot d/L}{1 + 0{,}045\,(Pe \cdot d/L)^{2/3}} \tag{43}$$

gegeben.

Für sehr lange Rohre geht Nu in den festen Grenzwert 3,65 über. Obige Formel setzt voraus, daß die Strömung schon bei Eintritt in die Heizstrecke hydraulisch voll ausgebildet ist, andernfalls werden die Wärmeübergangszahlen etwas größer.

Um in einem Rohr vom Durchmesser $d = 1$ cm unterhalb der kritischen Reynolds-Zahl von 2320 zu bleiben, darf die Durchflußgeschwindigkeit von Wasser bei 20 °C ($\nu = 1{,}004 \cdot 10^{-6}$ m²/s) nicht über 0,233 m/s liegen. Bei sehr langem Rohr erhält man dann aus Gl. (44) mit dem Grenzwert $Nu = 3{,}65$ als Wärmeübergangszahl $\alpha_{w,\,\mathrm{eff}} = \dfrac{Nu \cdot \lambda_w}{d} = \dfrac{3{,}65 \cdot 0{,}514}{0{,}01} = 187$ kcal/m²h °C.

Turbulente Strömung. Die experimentell gewonnenen Werte für die Nußeltsche Zahl werden gewöhnlich stückweise durch einfache Potenzfunktionen der Form

$$Nu = k \cdot Re^m \cdot Pr^n \cdot (d/L)^r \cdot (\eta_{Fl}/\eta_W)^s$$

nachgebildet. Eine durch zahlreiche Versuchsergebnisse belegte Gleichung gibt Hausen[2]) an:

$$Nu = 0{,}116 \cdot [1 + (d/L)^{2/3}]\,(Re^{2/3} - 125) \cdot Pr^{1/3}\,(\eta_{Fl}/\eta_W)^{0{,}14}. \tag{44}$$

[1]) Schiller, L., VDI-Forsch.-Heft 248, S. 1/36, Berlin 1922.
[2]) Hausen, H., Z. VDI, Beihefte Verfahrenstechnik Heft 4, S. 91/98, Düsseldorf 1943.

Sie gilt im Bereich $2300 < Re < 150000$. Nach Kraushold[1]) erhält man

$$Nu = 0{,}032 \cdot Re^{0{,}8} \cdot Pr^{n} \cdot (d/L)^{0{,}054} \qquad (45)$$

mit $n = 0{,}37$ für Heizung und $n = 0{,}30$ für Kühlung des strömenden Mediums. Diese Gleichung wurde im Bereich $0{,}7 < Pr < 370$ durch Versuche gut bestätigt, und zwar für Wasser im Bereich $10000 < Re < 500000$ und für Öle im Bereich $10000 < Re < 90000$. Die Gültigkeit des Berichtigungsfaktors (d/L) erstreckt sich auf das Gebiet $10 < L/d < 400$. Für den mittleren Wert $L/d = 200$ erhält man aus (Gl. 45)

$$Nu = 0{,}024 \cdot Re^{0{,}8} \cdot Pr^{n}. \qquad (46)$$

Diese Formel wird in der deutschen und amerikanischen Literatur häufig mit $n = 0{,}37$ bis 0,4 bei $L/d > 60$ empfohlen.

Würde bei dem oben als Beispiel erwähnten Rohr die 10fache Wassergeschwindigkeit, also 2,33 m/s angewandt, so erhielte man mit $Re = 23200$ und $Pr = 7{,}01$ aus Gl. (46) die Nußeltsche Zahl $Nu = 0{,}024 \cdot 23200^{0{,}8} \cdot 7{,}01^{0{,}4} = 162$. Die Wärmeübergangszahl $\alpha_{w,\mathrm{eff}}$ wird dann $\alpha_{w,\mathrm{eff}} = Nu \cdot \lambda_w/d = 162 \cdot 0{,}514/0{,}01 = 8340$ kcal/m² h °C. Die Erhöhung der Geschwindigkeit auf das 10fache hat somit wegen des Eintritts der Turbulenz eine fast 45fache Verbesserung der Wärmeübergangszahl $\alpha_{w,\mathrm{eff}}$ zur Folge.

Liegt L/d im Bereich $0{,}5 < L/d < 17$, so gilt die von Boelter u. a.[2]) empirisch bestimmte Gleichung für die mittlere Wärmeübergangszahl $\bar{\alpha}_w$:

$$\bar{\alpha}_w = \alpha_{w\,\mathrm{min}}(1 + 1{,}4 \cdot d/L). \qquad (47)$$

Dabei ist $\alpha_{w\,\mathrm{min}}$ die Wärmeübergangszahl bei voll ausgebildeter Strömung. Man erhält sie aus Gl. (44) mit $d/L \to 0$.

Flüssige Metalle. Bei flüssigen Metallen wird der Wärmetransport quer zur Strömung vorwiegend durch Wärmeleitung besorgt, die Pr-Zahlen liegen gewöhnlich unter 0,03. In den empirisch gewonnenen Formeln drückt sich dies dadurch aus, daß Nu nicht mehr von Re und Pr einzeln, sondern nur noch vom Produkt $Pe = Re \cdot Pr$ abhängt. Für Formeln, die im gesamten Bereich $Pr = 0{,}005$ bis $Pr > 1{,}0$ gelten sollen (also für flüssige Metalle und gewöhnliche Kühlmittel), muß die Abhängigkeit von Re und Pr natürlich getrennt erscheinen.

In der Literatur finden sich häufig Beziehungen der Form:

$$Nu = A + B \cdot Pe^{0{,}8} \qquad (48)$$

mit

$$3{,}0 < A < 7{,}0$$

$$0{,}014 < B < 0{,}025.$$

Während die Gleichung von Lyon[3])

$$Nu = 7{,}0 + 0{,}025 \cdot Pe^{0{,}8} \qquad (49)$$

vor allem in den USA sehr viel verwendet wurde, zeigen neuere Versuchszusammenstellungen, daß die damit erhaltenen Wärmeübergangszahlen zu hoch liegen. Mikheyev[4]) gibt daher die experimentell gut belegte Formel

$$Nu = 4{,}5 + 0{,}014 \cdot Pe^{0{,}8} \qquad (50)$$

an, die für $L/d \geqq 30$ bei metallisch reinen Wandflächen gilt. Für oxydierte Wandflächen findet Mikheyev

$$Nu = 3{,}0 + 0{,}014 \cdot Pe^{0{,}8}. \qquad (51)$$

Bei kurzen Rohren ($5 \leqq L/d \leqq 30$) sind die Ergebnisse mit dem Korrekturfaktor

$$k = 1{,}72\,(d/L)^{0{,}16} \qquad (52)$$

zu multiplizieren.

---

[1]) Kraushold, H., Technik 3 (1949), 205/213 u. 257/261.
[2]) Boelter, L. M. K., Young, G., u. Iversen, H. W., NACA-Reports Techn. Note 1451 (1948).
[3]) Lyon, R. N., ORNL-361.
[4]) Mikheyev, Baum, Voskresensky, Fedynsky, Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 285, P./639.

Lubarsky und Kaufman[1]) veröffentlichten in letzter Zeit eine außerordentlich umfangreiche Zusammenstellung von Meßwerten. Darin sind Versuchsergebnisse von nahezu allen bisher bekannt gewordenen Veröffentlichungen berücksichtigt, so daß dieser Arbeit besonderes Gewicht beigelegt werden kann. Es zeichnen sich dabei zwei Gebiete ab, nähmlich der Bereich $Pe < 40$ und der Bereich $Pe > 40$. Das Gebiet $Pe < 40$ entspricht vermutlich der Laminarströmung, denn bei $Pr = 0{,}017$ erhält man $Re < 2320$. Aus der Lage der mitgeteilten Versuchspunkte kann man die Formel

$$Nu = 0{,}021 \cdot Pe^{1,2} \tag{53}$$

ableiten. Für den turbulenten Bereich, also $Pe > 40$, empfehlen Lubarsky und Kaufman die Gleichung

$$Nu = 0{,}625 \cdot Pe^{0,4}. \tag{54}$$

Dabei wird der größte Teil der heute bekannten Meßergebnisse gut wiedergegeben.

Zwischen den laminaren und turbulenten Bereichen befindet sich ein Übergangsgebiet. Aus der Arbeit von Lubarsky und Kaufman ist nicht zu entnehmen, ob dieses Übergangsgebiet tatsächlich durch den Wert von $Pe = 40$ eindeutig gekennzeichnet ist oder ob nicht bei stark von $Pr = 0{,}017$ abweichenden flüssigen Metallen der Übergang laminar-turbulent in einem anderen Pe-Bereich stattfindet.

Die Mikheyev-Formel [Gl. (50)] gibt gegenüber dieser Gleichung in den Gebieten $Pe < 250$ und $Pe > 8 \cdot 10^3$ zu große und im Bereich $250 < Pe < 8 \cdot 10^3$ zu kleine Wärmeübergangszahlen. Für $1{,}5 \cdot 10^2 < Pe < 1{,}5 \cdot 10^4$ stimmen beide Formeln jedoch relativ gut überein.

3.412 3 Wärmeübergang in Kanälen mit nichtkreisförmigen Querschnitten

Allgemeiner Ansatz. Die an Kreisrohren gewonnenen experimentellen Ergebnisse können nicht ohne weiteres auf Kanäle mit nichtkreisförmigem Querschnitt übertragen werden, weil die geometrische Ähnlichkeit nicht gegeben ist. Da für derartige Querschnitte jedoch oft keine Versuchsergebnisse vorliegen, muß man die an Kreisrohren gewonnenen Werte zur überschlägigen Bestimmung des Wärmeübergangs nutzbar machen.

Bei der Berechnung des Strömungswiderstandes in nichtkreisförmigen Kanälen mit dem Querschnitt F und dem umspülten Umfang U verwendet man den hydraulischen Durchmesser d_{hydr}

$$d_{\text{hydr}} = \frac{4F}{U}, \tag{55}$$

d. h. den Durchmesser eines kreisförmigen Rohres, das gleiches Verhältnis von Querschnitt zu Umfang besitzt. Man kann für dieses „äquivalente Rohr" etwa den gleichen Strömungswiderstand wie für den nichtkreisförmigen Kanal erwarten, weil die Druckkräfte dem Querschnitt und die Reibungskräfte dem bespülten Umfang proportional sind. Versuche bestätigen diesen Ansatz. Da zwischen Strömungswiderstand und Wärmeübergang ein enger Zusammenhang besteht[2]), setzt man auch zur Berechnung von Nu das äquivalente Rohr nach Gl. (55) an. Bei nicht vollständig geheiztem Umfang bilden sich die Strömungs- und Temperaturfelder unterschiedlich ab. Die Anwendung des oben geschilderten Verfahrens kann dann zu Fehlern führen. In der Literatur herrscht für diesen Fall keine Einigkeit darüber, ob in Gl. (55) für U der gesamte bespülte oder nur der am Wärmeübergang beteiligte Umfang einzusetzen ist.

Experimentelle Ergebnisse. Eine im Reaktorbau häufig vorkommende Querschnittsform des Kühlkanals ist der Ringraum. Für diese Geometrie existieren Meßergebnisse

---

[1]) Lubarsky, B., Kaufman, S. J., NACA-Report, Techn. Note 3336 (1955). Dieser Bericht enthält auch ein sehr umfangreiches Literaturverzeichnis.

[2]) Schmidt, E., Techn. Thermodynamik. 4. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950, S. 359

und Formeln, wobei als charakteristische Länge l_0 der in Gl. (55) definierte hydraulische Durchmesser d_{hydr} verwendet wird; er ergibt sich als Differenz zwischen Außen- und Innendurchmesser des Ringraums, ist also gleich der doppelten Spaltbreite s:

$$l_0 = d_{\text{hydr}} = \frac{4F}{U} = d_a - d_i = 2s. \tag{56}$$

Carpenter u. a.[1]) geben für den Ringraum die Gleichung

$$Nu = 0{,}023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot (\eta_{Fl}/\eta_W)^{0,14} \tag{57}$$

bei Heizung des Ringraums an. Während diese Formel praktisch mit derjenigen für Rohrströmung [Gl. (46)] identisch ist, zeigte Walger[2]), daß das Verhältnis von Außen- zu Innendurchmesser bei Heizung des inneren Rohres wegen des unsymmetrischen Strömungsprofils berücksichtigt werden muß:

$$Nu = 0{,}021 \cdot (d_a/d_i)^{0,45} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot (\eta_{Fl}/\eta_W)^{0,14}. \tag{58}$$

Diese Gleichung liefert für Reynoldssche Zahlen unter 8000 zu kleine Werte[3]).

Über den Gültigkeitsbereich von d_a/d_i ist nichts bekannt. Für den Wärmeübergang bei flüssigen Metallen in Ringräumen wurden Formeln des Typs

$$Nu = A + B \cdot Pe^{0,8}\,(d_a/d_i)^z \tag{59}$$

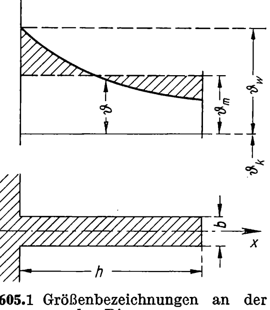
veröffentlicht[4]) mit

$$4{,}9 < A < 5{,}8$$
$$0{,}0175 < B < 0{,}02$$
$$0 < z < 0{,}53.$$

Hall und Jenkins[5]) geben eine Reihe von experimentellen Ergebnissen mit Na und NaK als flüssigem Medium an und empfehlen die Formel

$$Nu = 4{,}5 + 0{,}03 \cdot Pe^{0,8}. \tag{60}$$

Für den Bereich $50 < Pe < 800$ gibt Gl. (60) die untere Grenze des sich aus den Experimenten ergebenden Streufeldes wieder, für $Pe < 50$ liefert sie zu hohe Werte.



605.1 Größenbezeichnungen an der geraden Rippe

Das Geschwindigkeitsfeld in einem Ringraum von kleinem Verhältnis d_a/d_i ist einer Spaltströmung sehr ähnlich. Aus diesem Grunde kann Gl. (57) zur Berechnung des Wärmeübergangs bei Spaltströmung Verwendung finden.

3.412 4 Wärmeübergang bei Rippen-Heizflächen

Der Rippenwirkungsgrad. Wird eine Heizfläche mit Rippen versehen, so bewirkt dies eine Änderung der Wärmeübergangszahl α_w und eine Vergrößerung der am Wärmeübergang beteiligten Fläche. Wegen des Temperaturabfalls in den Rippen steigt ihre Wirksamkeit jedoch nicht proportional mit der Zunahme der Heizfläche. Man definiert daher einen Rippenwirkungsgrad η als Verhältnis von gemittelter Rippenoberflächentemperatur ϑ_m zur Temperatur des Rippenflusses ϑ_w, wobei alle Temperaturen von der Kühlmitteltemperatur aus gezählt werden (Fig. **605.1**). Multipliziert man folglich die

[1]) Carpenter, E. G., Colburn, A. P., Schoenborn, E. M., Wurster, A., Trans. Am. Inst. Chem. Eng. **42** (1947), 165.

[2]) Walger, O., Chem. Ing.-Techn. **25** (1953), 474.

[3]) Knudsen, I. G., Katz, D. L., Chem. Engng. Progr. **46** (1950), 490.

[4]) McAdams, W. H., Heat Transmission, 3. Aufl. London 1954. — Bailey, R. V., ORNL-521 (1950). — Lyon, R. N., Liquid-Metals Handbook, 2. Aufl. Atomic Energy Comm. Dept. Navy 1952. — Seban, R. A., Trans. ASME, **72** (1950), 789. — Harrison, W. B., Menke, J. R., Trans. ASME **71** (1949), 797. — Dwyer, Nucleonics, **12**, Nr. 7 (1954), 30.

[5]) Hall, W. B., Jenkins, A. E., J. Nucl. Energy **1** (1954/55), 244.

wirkliche Rippenfläche F mit dem Rippenwirkungsgrad η, so erhält man die sogenannte wirksame Rippenfläche. Mit der Wärmeübergangszahl α_w ergibt sich dann die von den Rippen übertragene Wärmemenge zu: $Q = \alpha_w \cdot \eta \cdot F \cdot \vartheta_w$.

Zur Berechnung des Rippenwirkungsgrades η nimmt man in der Rippe eindimensionalen Wärmestrom parallel zur Rippenachse in Richtung x an, wobei die Wärmeübergangszahl α_w und die Kühlmitteltemperatur ϑ_k längs der Rippe konstant gedacht werden. Die durch Nichterfüllung dieser Annahmen entstehenden Abweichungen berücksichtigt man durch Wahl einer passenden mittleren Wärmeübergangszahl α_w für die gesamte Heizfläche. Der geraden Rippe wird je Rippenhöhe dx die Wärmemenge

$$\mathrm{d}q = -2\alpha_w\,\vartheta \cdot l \cdot \mathrm{d}x \tag{61}$$

entzogen, die Wärmeabgabe je Volumeinheit wird folglich

$$Q_x = -\frac{\mathrm{d}q}{l\,b\,\mathrm{d}x} = -\frac{2\alpha_w\vartheta}{b}. \tag{62}$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Gleichung der stationären Wärmeleitung [Gl. (2)] mit $m = 0$ ein, so erhält man:

$$\frac{\partial^2\vartheta}{\partial x^2} - \frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}\cdot\vartheta = 0. \tag{63}$$

Diese Differentialgleichung ist unter den Randbedingungen

$$\vartheta_{x=0} = \vartheta_w \qquad \left(\frac{\partial\vartheta}{\partial x}\right)_{x=h} = 0 \tag{64}$$

zu lösen. In der zweiten Randbedingung vernachlässigt man die an der Rippenstirne austretende Wärmemenge. Bei den üblichen großen Verhältnissen h/b ist dies im Interesse einer vereinfachten Lösung zweckmäßig und zulässig. Man erhält

$$\vartheta = \vartheta_w\left[\cosh\left(\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}}\cdot x\right) - \tanh\left(\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}}\cdot h\right)\sinh\left(\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}}\cdot x\right)\right]. \tag{65}$$

Durch Mittelung der Oberflächentemperatur $\vartheta_m = 1/h\int_0^h \vartheta\,\mathrm{d}x$ ergibt sich der Rippenwirkungsgrad

$$\eta = \frac{\vartheta_m}{\vartheta_w} = \frac{\tanh\left(\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}}\cdot h\right)}{\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}}\cdot h}. \tag{66}$$

Analog zur wirksamen Rippenfläche $\eta \cdot F$ kann auch eine wirksame Rippenhöhe definiert werden:

$$h_{\mathrm{eff}} = \eta\cdot h = \sqrt{\frac{\lambda_w b}{2\alpha_w}}\tanh\left(\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}}\cdot h\right). \tag{67}$$

Je höher die Rippe wird, um so schlechter wird der Rippenwirkungsgrad. Die wirksame Rippenhöhe nähert sich dabei einem Grenzwert

$$\lim_{h\to\infty} h_{\mathrm{eff}} = \sqrt{\frac{\lambda_w b}{2\alpha_w}}. \tag{68}$$

Die Vergrößerung der Rippenhöhe ist somit nur bis zu einer gewissen Grenze sinnvoll.

Bei Kreisrippen erhält man den Rippenwirkungsgrad in ähnlicher Weise, wobei aber ein umständlicher Ausdruck von Zylinderfunktionen entsteht. Nach Th. E. Schmidt[1])

[1]) Schmidt, Th. E., Die Wärmeleistung von berippten Oberflächen, Karlsruhe 1950. Abh. d. D. Kältetechn. Vereins.

gibt jedoch die Näherungslösung

$$\eta = \frac{\tanh\left(\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}} \cdot r \cdot \varphi\right)}{\sqrt{\frac{2\alpha_w}{\lambda_w b}} \cdot r \cdot \varphi} \tag{69}$$

mit $\varphi = (R/r - 1)(1 + 0{,}35 \ln R/r)$ und R als äußerem bzw. r als innerem Rippenradius die Verhältnisse im Bereich hoher Rippenwirkungsgrade mit geringem Fehler wieder. Gl. (69) kann auch bei Spiralrippen verwendet werden.

Wärmeübergangszahl an Rippenflächen. Der Einbau von Rippen bringt gegenüber dem unberippten Zustand oft eine verstärkte Durchwirbelung der Strömung und damit eine Steigerung der Wärmeübergangszahlen. Dies gilt jedoch nicht, wenn die Strömung durch die jeweilige Geometrie nicht gezwungen wird, tatsächlich zwischen den Rippen zu verlaufen. Kann die Strömung ausweichen, so wird sich infolge des erhöhten Strömungswiderstandes zwischen den Rippen eine niedrigere Geschwindigkeit mit schlechterem Wärmeübergang einstellen.

Wegen der Vielzahl der möglichen geometrischen Parameter wird man bei einem konkreten Problem in der Regel keine mit einer ähnlichen Geometrie gemessenen Versuchswerte zur Verfügung haben. Man muß sich dann mit passenden Abschätzungen behelfen.

Bei längsangeströmten Rippen ist es oft zweckmäßig, aus Strömungskanal, Rippenfläche und Heizfläche einen hydraulischen Durchmesser zu bestimmen [Gl. (55)] und das äquivalente Kreisrohr zur Berechnung von Nu zugrunde zu legen.

Für den Sonderfall von unterbrochenen, längsangeströmten und versetzten Rippen wird die Formel

$$Nu = 0{,}6 \sqrt{\frac{d_{\text{hydr}}}{l}} \cdot Re^{-0{,}5} \cdot Pr^{-2/3} \tag{70}$$

angegeben[1]). In dieser Gleichung stellt l die Rippenlänge in Strömungsrichtung und d_{hydr} den hydraulischen Durchmesser dar: $d_h = 4 \cdot s \cdot h/2(s + h) = 2s \cdot h/s + h$ mit s als Rippenabstand und h als Rippenhöhe. Gl. (70) gilt nur bis $Re = 18\,000$.

Für quer angeströmte Rippen sind zu wenige Versuchsergebnisse veröffentlicht, um Formeln für Nu aufstellen zu können. Man erzielt jedoch bei Querrippung unter Umständen beachtliche Verbesserungen des Wärmeübergangs bei mäßigem Anstieg des Druckverlustes, wie die für die Auslegung des Calder Hall-Reaktors durchgeführten Versuche zeigen[2]).

3.412 5 Wärmeübergang an Rohrbündeln

Bei der Strömung quer durch Rohrbündel werden zur Bildung der dimensionslosen Kennzahlen als charakteristische Länge der Rohraußendurchmesser d und als charakteristische Geschwindigkeit diejenige im engsten Querschnitt zwischen zwei Rohren zugrunde gelegt.

Eine relativ einfach aufgebaute Formel von Merkel[3]), welche die Teilung und den Abstand der hintereinander versetzt angeordneten Rohrreihen nicht berücksichtigt, kann näherungsweise Verwendung finden:

$$Nu = 0{,}075 \cdot \zeta \cdot Pe^{0{,}75}, \tag{71}$$

---

[1]) Page, W. R., Goodman, E., Reactor Handbook, Bd. 2: Engineering, S. 430, New York, Toronto, London 1955.

[2]) Fortescue, P., Hall, W. B., Heat Transf. experiments in the fuel elements, Symp. on Calder Works Nucl. Pow. Plant. (The Brit. Nucl. Energ. Conf. London, Nov. 1956.)

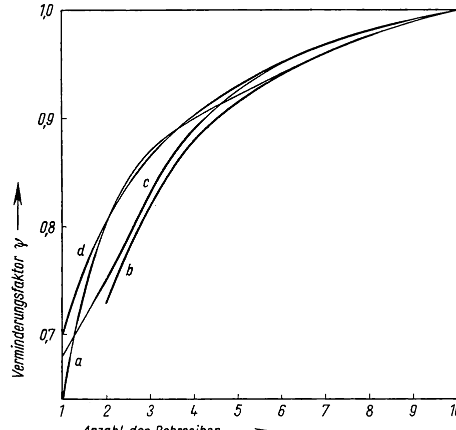
[3]) Schmidt, E., Techn. Thermodynamik, 4. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950, S. 368.

608.1 Koeffizient K und Exponent m der Gleichung von Grimison [Gl. (73)] für den Wärmeübergang an Rohrbündeln

a	1,25		1,5		2		3	
	K	m	K	m	K	m	K	m
b	für fluchtende Rohrbündel							
1,25	0,348	0,592	0,275	0,608	0,100	0,704	0,0633	0,752
1,5	0,367	0,586	0,250	0,620	0,101	0,702	0,0678	0,744
2	0,418	0,570	0,299	0,602	0,229	0,632	0,198	0,648
3	0,290	0,601	0,357	0,584	0,374	0,581	0,286	0,608
b	für versetzte Rohrbündel							
0,6							0,213	0,636
0,9					0,446	0,571	0,401	0,581
1,0			0,497	0,558				
1,125					0,478	0,565	0,518	0,560
1,25	0,518	0,556	0,505	0,554	0,519	0,556	0,522	0,562
1,5	0,451	0,568	0,460	0,562	0,452	0,568	0,488	0,568
2	0,404	0,572	0,416	0,568	0,482	0,556	0,449	0,570
3	0,310	0,592	0,356	0,580	0,440	0,562	0,421	0,574

wobei ζ wie folgt von der Anzahl z der Rohrreihen abhängt:

z	4	6	8	10
ζ	1,23	1,36	1,43	1,47



608.2 Verminderung der Wärmeübergangszahl an Rohrbündeln bei weniger als 10 Rohrreihen a) fluchtend nach McAdams[5]), b) versetzt nach Pierson[6]), c) versetzt nach Kays und Lo[7]), d) fluchtend oder versetzt nach Schack[8])

Die von Colburn[1]) aufgestellte Formel

$$Nu = 0{,}33 \cdot Re^{0{,}6} \cdot Pr^{1/3} \quad (72)$$

gilt nach McAdams[2]) im Bereich $2000 < Re < 32\,000$ für Gase, nach Jens u. Lottes[3]) im Bereich $Re < 10\,000$ für Wasser bei versetzter Rohranordnung und mehr als 10 Rohrreihen. Bei fluchtender Rohranordnung tritt an Stelle des Koeffizienten 0,33 der Wert 0,26.

Umfangreiche Versuche mit Luft als Heiz- oder Kühlmittel von Pierson und Huge wurden von Grimison zu einer Formel verarbeitet[2])[4]), die den verschiedenen Parametern

[1]) Colburn, A. P., Trans. Am. Inst. Chem. Eng. **29** (1933), 174.
[2]) McAdams, W. H., Heat Transmission, 3. Aufl., London 1954, S. 272.
[3]) Jens, W. H., Lottes, P. A., Reactor Handbook, Bd. 2: Engineering, S. 47, New York, Toronto, London 1955.
[4]) Hofmann, E., Z. VDI **84** (1940), 97.
[5]) McAdams, W. H., Heat Transmission, 3. Aufl., London 1954, S. 274.
[6]) Pierson, O. L., Trans. ASME **59** (1937), 563.
[7]) Kays, W. M., Yo, R. K., Techn. Rept. 15, NR-035-104, Stanford Univ., Californien 1952.
[8]) Schack, A., Der industrielle Wärmeübergang, 4. Aufl., Düsseldorf 1953, S. 125.

der Gitteranordnung Rechnung trägt und für 10 Rohrreihen gültig ist:

$$Nu = K \cdot Re^m. \tag{73}$$

Die Zahlenwerte für K und m sind Tab. **608.**1 zu entnehmen, wobei a das Verhältnis von Querteilung zu Rohrdurchmesser und b das Verhältnis von Längsteilung zu Rohrdurchmesser darstellt. Die Versuchsergebnisse wurden im Bereich $2000 < Re < 70000$ gewonnen. Bei geringerer Anzahl von Rohrreihen vermindert sich der nach Gl. (73) berechnete Wärmeübergang um den in Fig. **608.**2 dargestellten Faktor ψ.

Nach Glaser[1]) kann bei mittleren Verhältnissen die einfach aufgebaute Gleichung

$$Nu = 0{,}267 \cdot Re^{0{,}609} \tag{74}$$

Verwendung finden. Die Versuche wurden an 7 mm dicken Stäben mit 31, 26 und 19 Rohrreihen durchgeführt. Während bei Glaser die Teilungsverhältnisse $a = b = 1{,}15$, 1,36 und 1,9 vorlagen, erhielt Benke[2]) bei weiten Abstandsverhältnissen ($a = 3{,}9$ bis 5, $b = 2{,}2$ bis 22,2) für fluchtende und versetzte Anordnung nahezu die gleiche Formel

$$Nu = 0{,}297 \cdot Re^{0{,}602}. \tag{75}$$

3.412 6 Wärmeübergang bei Naturkonvektion

Im Reaktorbau strebt man gewöhnlich möglichst große spezifische Leistung, d. h. möglichst hohe Heizflächenbelastung, an. Mit Naturumlauf können jedoch nur beim Siedewasserreaktor befriedigende Heizflächenbelastungen erwartet werden, weil ohne Verdampfung die Umlaufgeschwindigkeiten wegen der geringen Unterschiede des spezifischen Gewichts viel zu niedrig liegen würden.

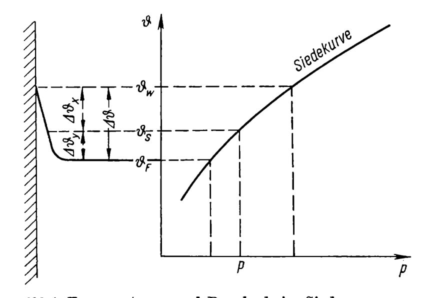
Der Wärmeübergang bei Naturkonvektion muß in der Regel auf den Wärmeübergang bei erzwungener Strömung zurückgeführt werden, weil nur für die einfachsten geometrischen Anordnungen modellähnliche Versuche mit Naturumlauf vorliegen. Man schätzt hierzu zunächst den Wärmeübergang, berechnet aus Auftriebs- und Widerstandskräften die sich einstellende Umlaufgeschwindigkeit und prüft dann, ob der zuerst angenommene Wärmeübergang bei dieser Umlaufgeschwindigkeit richtig war. Gegebenenfalls muß die Rechnung dann mit einer verbesserten Annahme wiederholt werden.

3.413 Wärmeübergang beim Sieden

Im allgemeinsten Falle treten beim Sieden drei charakteristische Temperaturen auf: Die Temperaturen ϑ_{Fl} bzw. ϑ_W von Flüssigkeit bzw. Wand und die zum aufgeprägten Druck p gehörige Siedetemperatur ϑ_S. Der gesamte Temperaturabfall Wand-Flüssigkeit $\Delta\vartheta = \vartheta_W - \vartheta_{Fl}$ setzt sich zusammen aus der Überhitzung $\Delta\vartheta_x$ der Wand

$$\Delta\vartheta_x = \vartheta_W - \vartheta_S \tag{76}$$

und der Unterkühlung $\Delta\vartheta_y$ der Flüssigkeit (Fig. **609.**1)



609.1 Temperaturen und Drucke beim Sieden

$$\Delta\vartheta_y = \vartheta_S - \vartheta_{Fl}. \tag{77}$$

Bei normalem Sieden hat die gesamte Flüssigkeit Siedetemperatur. Dieser durch

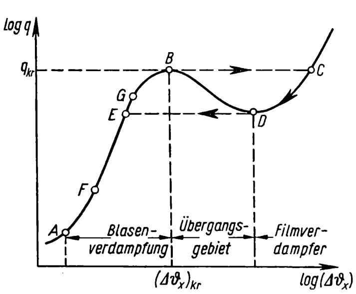
[1]) Glaser, H., Z. VDI, Beiheft Verfahrenstechn. 1938, S. 112.
[2]) Benke, R., Arch. Wärmewirtsch. **19** (1938), 287.

$\Delta\vartheta_y = 0$ gekennzeichnete Zustand wird in der amerikanischen Literatur auch net, pool, bulk, saturated oder total boiling genannt.

Ist die Flüssigkeit andererseits im Mittel kühler als die Siedetemperatur ($\Delta\vartheta_y > 0$), so spricht man von Oberflächensieden (surface, local, subcooled oder incipient boiling).

3.413 1 Normales Sieden

Wird, von $\Delta\vartheta_x = 0$ ausgehend, die Überhitzung der Wand vergrößert, so setzt erst bei einem bestimmten Wert $\Delta\vartheta_x > 0$ der Siedevorgang ein, weil die Flüssigkeit eine gewisse Überhitzung ohne Dampfbildung zuläßt. Mit fortschreitender Überhitzung steigt die Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte) q bei immer lebhafter werdendem Sieden rasch an und erreicht bei Punkt B in Fig. **610.**1 den sogenannten kritischen Wert (burn-out). Wird die Oberflächenbelastung über diesen Wert hinaus gesteigert, so bedeckt sich die Heizfläche mit einem durchgehenden Dampffilm, der schlechte Wärmeleiteigenschaften besitzt. Die Wandtemperatur steigt deshalb sehr stark an (Filmverdampfung Punkt C in Fig. **610.**1). Bei Verringerung der Heizflächenbelastung kann von Punkt C aus die Filmverdampfung bis zum Punkt D aufrechterhalten werden, dann schlägt der Siedevorgang wieder in die bereits geschilderte Blasenverdampfung (nucleate boiling) um.



610.1 Abhängigkeit der Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte) q von der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_x$ beim Sieden (schematisch)

Wie Versuche zeigen, ist das Kurvenstück BD bei konstanter Wärmeentwicklung instabil. Dies geht wegen des negativen Differentialquotienten in diesem Bereich auch schon aus theoretischen Überlegungen hervor. Das genannte Kurvenstück wurde deshalb im Experiment durch Regelung der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_x$ ermittelt[1]). Wie sich zeigte, liegt dabei flächenweise instabile Blasen- und Filmverdampfung vor[2]).

Bei Eintritt der Filmverdampfung werden die zulässigen Temperaturen der Brennelemente in der Regel überschritten und diese daher zerstört. Die Auslegung des Reaktors hat demnach so zu erfolgen, daß unter keinem möglichen Betriebszustand der Punkt B erreicht oder gar überschritten wird. Für die Festlegung der zulässigen Heizflächenbelastung ist daher die Kenntnis der Lage des kritischen Punktes B wesentlich wichtiger als die der Wärmeübergangszahl α_w, weil die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ beim Sieden nicht sehr groß ist und nur in engen Grenzen schwankt.

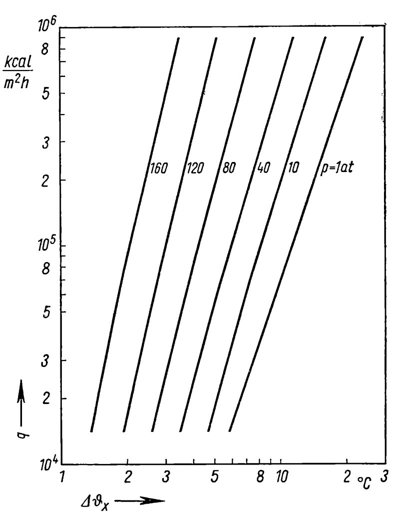
Der Wärmeübergang bei Blasenverdampfung (normales Sieden). Beim Sieden entstehen die Dampfblasen an der Heizfläche mit hoher Frequenz. Auf diese Weise kommt in der Grenzschicht eine Rührwirkung zustande, die den Wärmeübergang erheblich verbessert und ihrerseits von der Heizflächenbelastung sehr stark abhängt. Neben der Heizflächenbelastung als wichtigstem Parameter ist die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl α_w von Geschwindigkeit, Geometrie, Druck und Heizflächenbeschaffenheit zu untersuchen. Zur übersichtlichen Darstellung wird im folgenden nicht die Wärmeübergangszahl α_w selbst, sondern die Wärmestromdichte, also das Produkt $q = \alpha_w \cdot \Delta\vartheta$, behandelt.

---

[1]) Gewöhnlich wird im Versuch nicht auf $\Delta\vartheta_x = \text{const}$ geregelt, sondern einfach eine bestimmte Heizleistung eingestellt.

[2]) Farber, E. A., Scorah, R. L., Trans. ASME **70** (1948), 369.

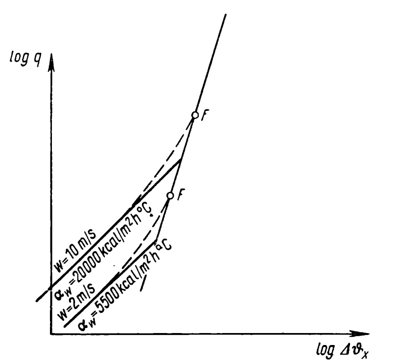
Einfluß der Heizflächenbelastung. Aus einer Vielzahl von Veröffentlichungen erhält man bei „Normalzustand" (Druck $p = 1$ at; Naturumlaufgeschwindigkeit; Wärmeübergang in Rohren) den Wärmeübergang beim Sieden als Funktion der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$. Nach Fig. **611.**1 läßt sich diese Abhängigkeit im doppeltlogarithmischen Maßstab als Gerade darstellen, wobei nur wenige Versuchspunkte um mehr als + 3 °C streuen. Die Streuung auf der anderen Seite dieser Geraden hängt mit der Art und Beschaffenheit der Heizfläche zusammen, worauf später noch eingegangen wird. Der Gültigkeitsbereich dieser Geraden wird nach unten und oben durch die Punkte F bzw. G nach Fig. **610.**1 begrenzt. Auch hierauf wird in den folgenden Abschnitten noch eingegangen werden.



611.1 Abhängigkeit der Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte) q von der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ und vom Druck bei normalem Sieden von Wasser

Einfluß des Druckes. Aus den bekanntgewordenen experimentellen Arbeiten ist eindeutig die Tendenz der Verbesserung des Wärmeübergangs mit steigendem Druck zu erkennen. Die in Fig. **611.**1 dargestellte quantitative Auswertung ist jedoch mit gewissen Unsicherheiten behaftet, weil die verschiedenen Versuche mit unterschiedlichen Anordnungen und in teilweise nicht übereinstimmenden Belastungsbereichen durchgeführt wurden. Andererseits kann man aber wegen der Übereinstimmung mit den bei Oberflächensieden gefundenen Werten (Fig. **614.**1) erwarten, daß die dargestellten Ergebnisse die wirklich gültige Gesetzmäßigkeit gut wiedergeben.

Wie Fig. **611.**1 zeigt, erhält man im q-$\Delta\vartheta_x$-Diagramm bei doppeltlogarithmischem Maßstab eine Geradenschar mit dem Druck p als Scharparameter. Die Gültigkeit dieser Geraden wird wieder durch die Punkte F und G nach Fig. **610.**1 begrenzt.



611.2 Schematische Darstellung des Einflusses der Kühlmittelgeschwindigkeit auf den Wärmeübergang beim Sieden

Einfluß der Geschwindigkeit. Der Einfluß der Geschwindigkeit auf den Wärmeübergang bei normalem Sieden wurde bisher nur in wenigen Arbeiten und nur bei kleinen Geschwindigkeiten untersucht[1] [2]). Die Experimente zeigen, daß hierdurch Verbesserungen des Wärmeübergangs lediglich im Bereich niedriger Heizflächenbelastungen (Wärmestromdichten) zu erzielen sind. Dies erklärt sich aus dem Mechanismus der Blasenverdampfung: Die intensive Rührwirkung der Blasen bei höheren Belastungen

[1]) McAdams, W. H., Heat Transmission, 3. Aufl., S. 378, London 1954.
[2]) Kaiser, F. Z., Bayer. Rev.-Vereins 39 (1936) 25.

überdeckt offenbar den Einfluß der Geschwindigkeit vollständig. Es kann vermutet werden, daß bei höheren Geschwindigkeiten die Wirksamkeit der zusätzlichen Konvektion auch in Gebiete mit höherer Heizflächenbelastung hereinreicht. Quantitative Aussagen sind beim heute vorliegenden Versuchsmaterial noch nicht möglich, jedoch kann man sich mit einer einfachen Abschätzung behelfen.

Man berechnet dabei zunächst die Wärmeübergangszahl α_w, die sich bei den gegebenen Verhältnissen (Geschwindigkeit, Geometrie) ohne Sieden einstellen würde. Damit kann die Funktion $q = \alpha_w \cdot \varDelta\vartheta_x$ im $\log q - \log \varDelta\vartheta_x$-Diagramm als Gerade dargestellt werden. Zusammen mit der Kurve für ausgeprägtes Sieden, die sich für den jeweiligen Druck aus Fig. **611.1** ergibt, hat man nun zwei Tangenten des wirklichen Kurvenverlaufs gewonnen. Das dazwischen liegende Übergangsgebiet kann nun relativ gut abgeschätzt werden, wie in Fig. **611.2** schematisch dargestellt ist. Der mit dieser Abschätzung erhaltene Einmündungspunkt F stellt die in den vorstehenden Abschnitten erwähnte, von Druck und Geschwindigkeit abhängige untere Grenze der Gültigkeit der Geradenschar in Fig. **611.1** dar.

Einfluß der Geometrie. In den veröffentlichten experimentellen Arbeiten wurden Rohre und Drähte als Heizelemente verwendet. Bei atmosphärischem Druck ist kein Einfluß der Geometrie zu erkennen. Es konnte jedoch nicht geklärt werden, ob die an dünnen Drähten bei hohen Drucken gewonnenen Ergebnisse auf größere Heizflächen übertragen werden dürfen. Man kann vermuten, daß für Heizflächen mit im Vergleich zu den Dampfblasen nicht zu starker Krümmung in dem Gebiet, in dem die Geschwindigkeit als Parameter ausscheidet, auch die Form der Heizfläche für den Wärmeübergang ohne Bedeutung ist.

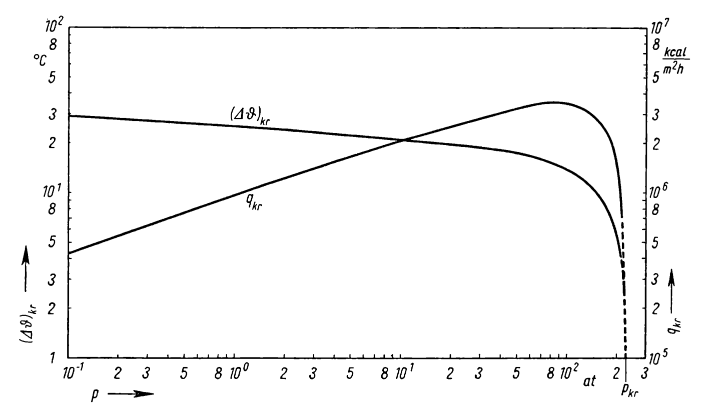
Einfluß der Heizflächenbeschaffenheit. Beschaffenheit und Materialart der Heizfläche beeinflussen den Wärmeübergang beim Sieden unter Umständen ganz erheblich. Exakte Angaben lassen sich erst nach Vorliegen umfangreicher Versuchsergebnisse machen. Die in Fig. **611.1** zusammengetragenen Ergebnisse stellen jedoch untere Werte dar, die in allen herangezogenen Veröffentlichungen erreicht wurden. Bei Wasser als siedender Flüssigkeit konnte eine Steigerung des Wärmeübergangs in der Reihenfolge Aluminium, Kupfer, Chrom und Eisen oder Stahl als Heizflächenmaterial beobachtet werden[1]. Die Größenordnung der Steigerung der Wärmeübergangszahl ist hierbei schwer anzugeben, weil auch die Beschaffenheit der Oberfläche noch mit hereinspielt. Bei gleicher Heizflächenbelastung q kann die Überhitzung $\varDelta\vartheta_x$ dabei um 20% und mehr schwanken.

Die kritische Heizflächenbelastung (normales Sieden). Wie schon erwähnt, schlägt beim Überschreiten der kritischen Heizflächenbelastung q_{kr} die Blasenverdampfung in Filmverdampfung um (Punkt B in Fig. **610.1**). Die in der Fig. **611.1** gezeichneten Kurven der Heizflächenbelastung weichen bei Annäherung an diesen kritischen Punkt von der Geradenform (im logarithmischen Maßstab!) ab und durchlaufen bei $\varDelta\vartheta_{kr}$ ein Maximum, wie in Fig. **610.1** schematisch dargestellt.

Die Lage dieses kritischen Punktes wird vom Siededruck stark beeinflußt. Zur Ermittlung der Druckabhängigkeit stehen im Gebiet $p \leqq 1$ at viele Versuchsergebnisse mit Rohren als Heizflächen zur Verfügung. Im Gebiet $p > 1$ at wurden bisher nur Messungen an Drähten durchgeführt. Die Zusammenfassung dieser Meßergebnisse in Fig. **613.1** ergibt zwar einen stetigen und knickfreien Anschluß an der Stelle $p = 1$ at, jedoch ist die Übertragungsmöglichkeit der an Drähten gewonnenen Meßwerte auf rohr- oder plattenförmige Heizflächen nicht verbürgt. Beim kritischen Zustand des Wassers ($p_{kr} = 225$ at, $t_{kr} = 374$ °C) gehen mit dem Ende der Blasenverdampfung kritische Temperaturdifferenz $\varDelta\vartheta_{kr}$ und kritische Belastung q_{kr} gegen Null.

[1] Sauer, E. T., Cooper, H. B., Akin, G. A., McAdams, W. H., Mech. Eng. **60** (1938), 669.

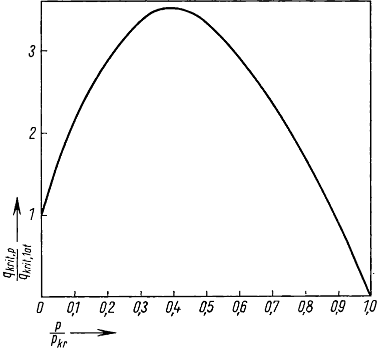
Trägt man das Verhältnis der kritischen Heizflächenbelastung beim Druck p zu derjenigen beim Druck $p = 1$ at über dem auf den kritischen Druck p_{kr} bezogenen Sättigungsdruck p auf, so erhält man eine Darstellung nach Fig. **613.2**, die nicht nur für Wasser, sondern generell für siedende Flüssigkeiten gelten soll[1]).



613.1 Kritische Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_{kr}$ und kritische Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte) q_{kr} als Funktion des Siededruckes bei normalem Sieden von Wasser

Bei einem Siededruck von etwa 40% des kritischen Druckes (bei Wasser also etwa bei 90 at) steigt demnach die kritische Belastung auf knapp das Vierfache des bei $p = 1$ at mit Wasser erreichten Wertes.

Über eine Abhängigkeit der Lage des kritischen Punktes von der Strömungsgeschwindigkeit bei normalem Sieden liegen keine Arbeiten vor. Die Beschaffenheit und Art der Heizfläche kann, wie bereits erläutert, die kritische Belastbarkeit erheblich beeinflussen. Für quantitative Aussagen reicht das Zahlenmaterial nicht aus, jedoch wurden keine Meßergebnisse mit kritischen Belastungen kleiner als die in Fig. **613.1** angegebenen gefunden[2]).



613.2 Relative kritische Heizflächenbelastung als Funktion des relativen Siededruckes

3.413 2 Oberflächensieden

Die beim Oberflächensieden an der Heizfläche gebildeten Dampfblasen müssen kurz nach ihrer Entstehung wieder rekondensieren, weil der Hauptstrom der Flüssigkeit unterkühlt ist. Es wurde bis heute nicht eindeutig geklärt, ob diese Rekondensation erst nach dem Abschwimmen der Dampfblasen oder noch an der Wand stattfindet.

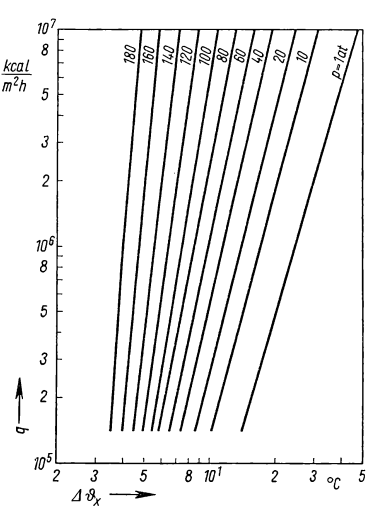
---

[1]) Sarukhania, G., Chem. Ing.-Techn. **25** (1953), 477. — Jens, W. H., Mech. Eng. **74** (1954), 981.

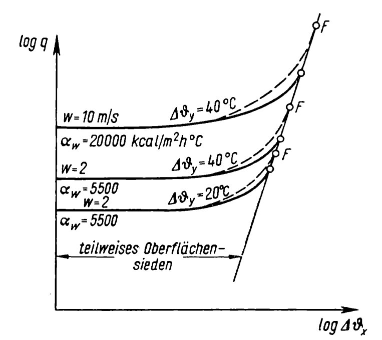
[2]) Drei Meßpunkte bei $p = 1$ at lagen ganz erheblich unter der Kurve in Fig. **613.1**. Da diese Kurve aber gerade bei Atmosphärendruck durch sehr viele Messungen an Drähten und Rohren belegt ist, wird diesen Versuchspunkten keine Bedeutung beigemessen.

Durch die hohe Frequenz dieses Vorgangs[1]) wird eine Durchwirbelung der Grenzschicht bewirkt, die — wie beim normalen Sieden — den Wärmeübergang entscheidend beeinflußt.

Wegen der Unterkühlung der Flüssigkeit tritt für den Wärmeübergang der zusätzliche Parameter $\Delta\vartheta_y$ auf (vgl. Fig. **609**.1). Es wird sich zeigen, daß die Überhitzung $\Delta\vartheta_x$ der wichtigste Parameter für den Wärmeübergang ist. Die Wärmestromdichte q wird deshalb in den folgenden Diagrammen grundsätzlich über $\Delta\vartheta_x$ aufgetragen. Der Kurvenverlauf q ($\Delta\vartheta_x$) bleibt dann im Prinzip der gleiche wie in Fig. **610**.1 schematisch dargestellt: Es gibt Blasen- und Filmverdampfung mit einem dazwischen liegenden Übergangsgebiet.



614.1 Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte) q als Funktion von Siededruck p und Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_x$ bei Oberflächensieden von Wasser



614.2 Schematische Darstellung des Einflusses von Geschwindigkeit und Unterkühlung auf den Wärmeübergang bei Oberflächensieden

Der Wärmeübergang bei Blasenverdampfung (Oberflächensieden). Einfluß des Druckes. Im Gegensatz zum normalen Sieden liegen bei Oberflächensieden viele Arbeiten zur Bestimmung der Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs vor. Die in Fig. **614**.1 zusammengestellten Versuchsergebnisse liefern eine Geradenschar mit dem Druck p als Scharparameter. Ein Vergleich mit Fig. **611**.1 zeigt bei Drucken unter 60 at sehr gute Übereinstimmung, während bei höheren Drucken die Abweichung in $\Delta\vartheta_x$ etwa 1 bis 2 °C beträgt. Diese Tatsache stellt eine Stützung der in Fig. **611**.1 mit gewissen Unsicherheiten gewonnenen Werte dar. Für die Geradenschar in Fig. **614**.1 werden die Gültigkeitsgrenzen nach oben und unten in den folgenden Abschnitten behandelt.

Einfluß von Geschwindigkeit, Unterkühlung und Geometrie. Die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von Geschwindigkeit w, Unterkühlung $\Delta\vartheta_y$ und Geometrie muß gemeinsam behandelt werden, weil diese Parameter in ihrer Wirkung miteinander gekoppelt sind. Für sehr kleine Werte von $\Delta\vartheta_x$ tritt wegen der möglichen Überhitzung der Flüssigkeit der Siedevorgang noch nicht in Erscheinung. Der Wärmeübergang hängt dann nur von den Größen w und $\Delta\vartheta_y$ sowie von der Geometrie ab (s. 4.32). Man bekommt für jede Kombination dieser Parameter im q-$\Delta\vartheta_x$-Diagramm eine Kurve mit horizontaler Asymptote (linke Seite in Fig. **614**.2). Mit Steigerung der Überhitzung der Heizfläche setzt der Siedevorgang mehr und mehr ein, womit die bereits erwähnte Verbesserung des Wärmeübergangs verbunden ist. Die weitere Zunahme der Oberflächenbelastung macht schließlich die Durchwirbelung der

[1]) Gunther, F. C., Trans. ASME **73** (1951), 115.

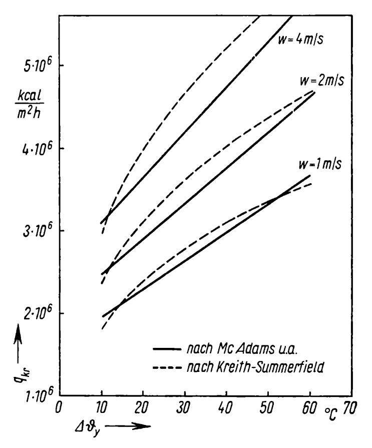
Grenzschicht durch die verstärkte Dampfblasenbildung so wirksam, daß der Einfluß der obengenannten Parameter allmählich verschwindet. Die Kurve mündet in die durch den jeweiligen Druck vorgegebene Gerade nach Fig. **614.**1 ein.

Der vorstehend geschilderte Sachverhalt wurde dazu benützt, um aus vielen veröffentlichten Kurven[1][2]) durch Anlegen von Tangenten Fig. **614.**1 zu entwickeln. Wegen der Vielzahl der Parameter reicht das Material dabei zur gesetzmäßigen Festlegung der Einmündungspunkte F, die zugleich die untere Grenze der Gültigkeit der Geraden in Fig. **614.**1 darstellen, nicht aus.

Man kann aber auch hier eine ähnliche Abschätzung wie bei normalem Sieden vornehmen. Zunächst wird aus den Parametern Geschwindigkeit, Unterkühlung und Geometrie die Kurve berechnet, die sich ohne Sieden einstellen würde. Nach Ermittlung der durch den Druck festgelegten Geraden (Fig. **614.**1) kann eine einfache Abschätzung des wirklichen Verlaufs der Kurve $q = q(\Delta\vartheta_x)$ mit für praktische Bedürfnisse hinreichender Genauigkeit vorgenommen werden (Fig. **614.**2). Zugleich stellen die Einmündungspunkte F die im vorhergehenden Abschnitt erwähnte untere Gültigkeitsgrenze der Geraden nach Fig **614.**1 dar.

Einfluß der Heizflächenbeschaffenheit. Versuche mit verschiedenen Heizflächenmaterialien sowie mit sauberen und verschmutzten Heizflächen zeigen, daß die Wärmeübergangszahl von der Beschaffenheit der Heizfläche abhängt. Dies ist auch nach den bei normalem Sieden festgestellten Verhältnissen zu erwarten. Eine einzelne Versuchsreihe[2]) legt jedoch die Vermutung nahe, daß mit steigender Oberflächenbelastung dieser Einfluß verschwindet. Weitere Versuche müssen die wegen der Vielzahl der eingehenden Parameter unbekannten Zusammenhänge klären, ehe darüber endgültige Aussagen gemacht werden können.

Einfluß des Gasgehalts. Gasgehalt im Wasser bewirkt eine raschere Bildung und Ablösung der an der Heizfläche haftenden Dampfblasen. Versuche [2]) [3]) zeigen, daß die damit verbundene stärkere Durchwirbelung der Grenzschicht eine erhebliche Verbesserung der Wärmeübergangszahl α_w zur Folge hat. Während dieser Effekt bei der Annäherung an die kritische Wärmestromdichte q_{kr} zu verschwinden scheint, kann bei kleineren Heizflächenbelastungen die notwendige Überhitzung $\Delta\vartheta_x$ um 20% und mehr abnehmen.



615.1 Abhängigkeit der kritischen Wärmestromdichte von Geschwindigkeit und Unterkühlung bei Oberflächensieden von Wasser.

Die kritische Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte). Beim Oberflächensieden liegt die zulässige kritische Belastung wesentlich höher als bei normalem Sieden. Die Gültigkeit der Geraden in Fig. **614.**1 wird nach oben

[1]) Kreith, F., Summerfield, M., Trans. ASME **71** (1949), 805. — Rohsenow, W. M., Trans. ASME **73** (1951), 969. — Dimopoulos, Nikos, Diss. T. H. Zürich 1955.
[2]) Buchberg, H., Bromberg, R., AEC-Report COO-24 (1951). Hier sind noch weitere Literaturangaben zu finden.
[3]) McAdams, W. H., Kennel, W. E., Minden, C. S., Carl, R., Picornell, P. M., Dew, J. E., Ind. Eng. Chem. **41** (1949), 1945.

durch diese kritischen Punkte begrenzt. McAdams u. a.[1]) und Kreith-Summerfield[2]) bestimmten die Grenzkurven in Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Unterkühlung. Wie Fig. **615.1** zeigt, stimmen die Ergebnisse der beiden Arbeiten gut überein. Ferner wird der Anschluß an die bei normalem Sieden ($\Delta\vartheta_y = 0$) gemessenen Werte hergestellt. McAdams u. a. fanden, daß die Versuchsergebnisse durch die Funktion

$$q_{\mathrm{kr}} = [1{,}6 \cdot 10^6 + 3{,}46 \cdot 10^4 \cdot \mathrm{grad}^{-1} \cdot \Delta\vartheta_y] \sqrt[3]{\frac{w}{\mathrm{m/s}}} \frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{m^2\,h}} \tag{78}$$

gut wiedergegeben werden. Gl. (78) gilt in den Bereichen:

$$0{,}3\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} < w < 3{,}6\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$$
$$2{,}1\,\mathrm{at} < p < 6{,}3\,\mathrm{at}$$
$$11\,^\circ\mathrm{C} < \Delta\vartheta_y < 55\,^\circ\mathrm{C}.$$

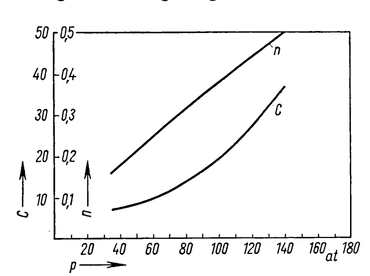
Während die vorstehend erwähnten Ergebnisse an Ringräumen gewonnen wurden, erhielt Gunther[3]) mit einem Rechteckkanal

$$q_{\mathrm{kr}} = 6{,}2 \cdot 10^4 \cdot \mathrm{grad}^{-1} \sqrt{\frac{w}{\mathrm{m/s}}} \cdot \Delta\vartheta_y \frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{m^2\,h}}, \tag{79}$$

und zwar für

$$1{,}5\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} < w < 12\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$$
$$1{,}3\,\mathrm{at} < p < 11\,\mathrm{at}$$
$$11\,^\circ\mathrm{C} < \Delta\vartheta_y < 155\,^\circ\mathrm{C}.$$

Diese Formel liefert für große $\Delta\vartheta_y$ höhere Werte, für kleine $\Delta\vartheta_y$ niedrigere Werte, als in Fig. **615.1** eingetragen. Gl. (79) muß wegen der eigenartigen Versuchsanordnung, mit der sie gewonnen wurde, und weil die Werte für $\Delta\vartheta_y \to 0$ nicht in die bei normalem Sieden gemessenen Werte übergehen, mit Vorbehalt aufgenommen werden.



616.1 Koeffizient C und Exponent n für die Formel von Jens und Lottes [Gl. (80)] zur Bestimmung der kritischen Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte) bei Oberflächensieden von Wasser

Aus den bisher aufgeführten Arbeiten wurde geschlossen, daß für die kritische Belastung bei Oberflächensieden keine Druckabhängigkeit bestehen würde. Neuere Arbeiten[4]) zeigen indessen, daß ein begrenzter Einfluß des Druckes vorliegt. Die Zunahme der kritischen Belastbarkeit mit steigendem Druck ist allerdings beim Oberflächensieden bei weitem nicht so groß wie bei normalem Sieden.

Jens und Lottes[5]) geben die Formel

$$q_{\mathrm{kr}} = C \cdot (\Delta\vartheta_y)^{0{,}22} \cdot \left(\frac{w \cdot \varrho}{10^6}\right)^n \cdot 10^6 \frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{m^2h}} \tag{80}$$

an, wobei der Koeffizient C und der Exponent n vom Druck abhängen und aus Fig. **616.1** entnommen werden können; die Dichte ϱ ist in kg/m³ einzusetzen, die Geschwindigkeit w

---

[1]) McAdams, W. H., Kennel, W. E., Minden, C. S., Carl, R., Picornell, P. M., Dew, J. E., Ind. Eng. Chem. **41** (1949), 1945.
[2]) Kreith, F., Summerfield, M., Trans. ASME **71** (1949), 805.
[3]) Gunther, F. C., Trans. ASME **73** (1951), 115.
[4]) Buchberg, H., Bromberg, R., AEC-Report COO-24 (1951).
[5]) Jens, W. H., Lottes, P. A., Reactor Handbook, Bd. 2: Engineering New York, Toronto, London 1955.

in m/s und die Temperaturdifferenz $\Delta \vartheta_y$ in °C. Gl. (80) gilt im Bereich

$$1{,}5\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} < w < 9\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$$

$$35\,\mathrm{at} < p < 140\,\mathrm{at}$$

$$2\,°\mathrm{C} < \Delta \vartheta_y < 90\,°\mathrm{C}.$$

Für kleine Drucke ($p < 60$ at) liefert sie vermutlich zu hohe Werte, insbesondere kann die Verbindung mit den Punkten bei $p = 1$ at (s. Fig. **615.1**) nur schwer hergestellt werden.

Im Gültigkeitsbereich liegen alle mitgeteilten Meßwerte über den aus Gl. (80) errechneten Werten. Fig. **617.1** zeigt die Auswertung der Jens- und Lottes-Formel für die Mengenstromdichten $w \cdot \varrho = 2 \cdot 10^3$ und $4 \cdot 10^3$ kg/m²s für die Unterkühlungen 10, 20 und 40 °C.

3.414 Wärmeübergang bei Kondensation

Die Kondensation wird hier nur sehr kurz behandelt, weil diese Art des Wärmeübergangs im Reaktor selbst nicht auftritt. Man unterscheidet zwischen Filmkondensation, bei der sich die Heizfläche mit einer durchgehenden Kondensathaut überzieht, und Tropfenkondensation, die durch Bildung einzelner Kondensattropfen gekennzeichnet ist.

3.4141 Filmkondensation

Laminare Strömung des Kondensatfilmes. Der Hauptwiderstand des Wärmeübergangs bei Filmkondensation liegt im Kondensatfilm. Bei der ersten theoretischen Behandlung durch Nußelt[1]) wird nur dieser Wärmewiderstand berücksichtigt, ferner wird ein unter Wirkung von Schwerkraft und Dampfreibungskräften laminar strömender Kondensatfilm unterstellt. Ist H die Höhe der senkrechten Heizfläche und $\vartheta_s - \vartheta_w$ die über die gesamte Heizfläche konstant angenommene Temperaturdifferenz zwischen Sattdampf und Heizfläche, so erhält man bei ruhendem Dampf die mittlere Wärmeübergangszahl

617.1 Auswertung der Jens- und Lottes-Formel [Gl. (80)] für q_{kr} bei Oberflächensieden für verschiedene Mengenstromdichten $w \cdot \varrho$ und Unterkühlungen $\Delta \vartheta_y$ (°C)

$$\bar{\alpha}_{w\perp} = \frac{4}{3}\left(\frac{\lambda_w^3\,\gamma^2\,r}{4\,\eta\,(\vartheta_s - \vartheta_w)\,g\,H}\right)^{1/4}. \tag{81}$$

Die Stoffwerte beziehen sich dabei auf das Kondensat, r ist die Verdampfungswärme, η die dynamische Zähigkeit und $\gamma = \varrho \cdot g$ das spezifische Gewicht (ϱ = Dichte, g = Schwerebeschleunigung). Für eine um den Winkel β zur Horizontalen geneigte Fläche wird

$$\bar{\alpha}_{w\beta} = \bar{\alpha}_{w\perp}\,(\sin\beta)^{1/4}. \tag{82}$$

Ferner berechnet man für das horizontale Rohr mit dem Außendurchmesser d bei äußerer Kondensation

$$\bar{\alpha}_{w\,\mathrm{hor}} = 0{,}766\,\bar{\alpha}_w\left(\frac{H}{d}\right)^{1/4}. \tag{83}$$

[1]) Nußelt, W., Z. VDI **60** (1916), 541.

Experimentelle Ergebnisse zeigen, daß die wirklichen Wärmeübergangszahlen nur Abweichungen von $-10\,\%$ bis $+20\,\%$ der mit Gl. (81) errechneten Werte aufweisen. Bei horizontalem Rohr ist die Streuung etwas größer.

Turbulente Strömung des Kondensatfilms. Bei großen Höhen H der Heizfläche wird mit zunehmender Dicke δ und Geschwindigkeit w des Kondensatfilms die Strömung turbulent. Nach verschiedenen Versuchen tritt der Umschlag bei

$$Re = \frac{w\,\delta}{\nu} = \frac{G}{\eta} \approx 300 \text{ bis } 500 \qquad (84)$$

ein. Dabei stellt $G = \varrho\, w \cdot \delta$ die je Einheit der Heizflächenbreite abströmende Kondensatmenge dar. Grigull[1]) fand für turbulente Strömung die empirische Formel

$$\bar{\alpha}_{w\perp} = 3 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\lambda_w^3 \cdot \varrho^2 \cdot g \cdot (\vartheta_s - \vartheta_w) \cdot H}{\eta^3 \cdot r} \right)^{1/2}. \qquad (85)$$

Der Wärmeübergang wird hier also mit zunehmendem H besser, weil die sich stärker ausbildende Turbulenz den Einfluß der dicker werdenden Filmschicht überdeckt.

3.414 2 Tropfenkondensation

Wenn das Kondensat das Heizflächenmaterial nur unvollständig benetzt, stellt sich an Stelle der Film- die sog. Tropfenkondensation ein[2]). Hierbei sind nur etwa 40 bis $50\,\%$ der Heizfläche mit Tropfen bedeckt, die durch Nachkondensation wachsen und bei Erreichen einer bestimmten Größe über die Wand abrollen. In den freigefegten Ablaufbahnen bilden sich sofort wieder neue Tröpfchen.

Bei sehr reinen Heizflächen tritt praktisch immer Filmkondensation ein. Geringe Verunreinigungen, vor allem durch Öle bei Wasserdampf, können aber schon die Benetzbarkeit der Heizfläche so herabsetzen, daß die Kondensation tropfenförmig erfolgt.

Obwohl der Wärmeübergang bei Tropfenkondensation außerordentlich gut ist — es sind Werte von $\alpha_w = 10^5$ kcal/m² h °C und darüber gemessen worden[3]) — kann praktisch nicht damit gerechnet werden, daß sich diese Kondensationsform im Betrieb auch tatsächlich immer einstellt, wenn nicht besondere Maßnahmen wie etwa das Impfen des Dampfes mit geeigneten Chemikalien ergriffen werden. Gewöhnlich erhält man Mischkondensation, bei der sich durch teilweise Tropfen- und teilweise Filmkondensation bessere Werte als bei reiner Filmkondensation ergeben.

3.42 Technische Wärmeprobleme*)

3.421 Allgemeine und vergleichende Gesichtspunkte

Elektrischer Strom muß auch bei der Ausnützung der Atomenergie — wenigstens vorläufig — auf dem Umweg über Wärmeenergie und mechanische Energie erzeugt werden. Das bedeutet, daß die wirtschaftliche Entbindung und Umwandlung großer Wärmemengen im Atomkraftwerk grundsätzlich ähnliche Probleme aufwirft, wie sie dem Kohlenkraftwerksingenieur schon seit etwa achtzig Jahren gestellt sind. Für die optimale Auslegung von Atomkraftwerken sind allerdings neue und heute zum Teil noch nicht vollständig geklärte Fragen von entscheidender Bedeutung. Sie betreffen z. B. die Radioaktivität, die bei manchen Reaktortypen auch im Turbosatz auftritt, oder die Verwendung neuartiger Kühlmittel zur Wärmeabfuhr und neuer Baustoffe. Wei-

*) Verfaßt von C. Held, Erlangen.

[1]) Grigull, U., Forsch.-Ing.-Wes. **18** (1952), 10.

[2]) Schmidt, E., Schurig, W., Sellschopp, W., Techn. Mech. Thermodyn. **1** (1930), 53.

[3]) Shea, F. L., Krase, N. W., Trans. Am. Inst. Chem. Eng. **36** (1940), 463. — Hampson, H., Engng. **172** (1951), 221.

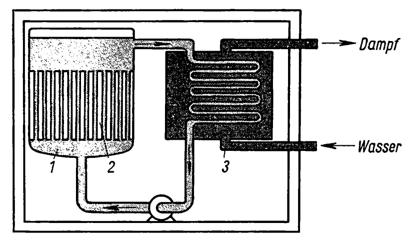
terhin liegen über Brutvorgang, Brennstoffausnützung, Aufbereitung von bestrahltem Brennstoff, Brennelementherstellung u. a. noch zu wenig praktische Erfahrungen vor, so daß eine zuverlässige Planung unter Berücksichtigung dieser Vorgänge sehr erschwert ist.

Bei der Spaltung von Atomkernen im Reaktor einerseits und der Verbrennung von Kohle oder Öl im Dampfkessel andererseits bestimmen entgegengesetzte Bedingungen den Ablauf der Reaktionen. Während der Reaktor eine kritische Brennstoffmenge enthalten muß, jedoch innerhalb der technischen Grenzen (abhängig von Werkstoffen und Kühlmittel) bei beliebiger Temperatur arbeiten kann, verbrennt Kohle zwar bei beliebig kleiner Menge, jedoch nur oberhalb einer bestimmten Temperatur. Die Freiheit bezüglich der Arbeitstemperatur ist beim Reaktor ohne Zweifel angenehm, aber die Notwendigkeit der kritischen Masse erschwert die wirtschaftliche Stromerzeugung aus Atomkernenergie spürbar. Der Reaktor kann weder beliebig klein noch beliebig groß gebaut werden, d. h., aus einer für jeden Reaktortyp in engen Grenzen festgelegten Größe muß so viel Wärmeenergie wie möglich herausgeholt werden. Damit ist gezeigt, daß es wesentlich von Kühlmittel und Kühlverfahren des Reaktors abhängt, ob aus Atomkernenergie preisgünstig Strom erzeugt werden kann.

619.1 Mittlere Leistungsdichten verschiedener Wärmeerzeuger

Wärmeerzeuger	kW_w/l
Calder Hall-Reaktor	1
Zyklon-Feuerung	6
Druckwasserreaktor	22
Gasturbinenbrennkammer	43
Homogener Brutreaktor	400
Schneller Brutreaktor	1000
V2-Rakete	1800

Die Energiekonzentration in Kernreaktoren zeigt ein Vergleich der freiwerdenden Energie bei der Ausnutzung von 1 kg verschiedener Brennstoffe, wenn ein thermischer Wirkungsgrad von 30% angenommen wird. Bei der vollständigen Umsetzung von Masse in Energie nach der Einsteinschen Gleichung entspricht 1 kg Masse 7500×10^6 kWh. Die Fusion von 1 kg Wasserstoff zu Helium liefert nur 0,7% des Massenäquivalents, nämlich $52 \cdot 10^6$ kWh. Bei dem technisch zur Zeit allein verwirklichbaren Kernprozeß — der Spaltung der schweren Atomkerne U^{233}, U^{235} und Pu^{239} — wird nur 1‰ der Masse in Energie umgesetzt, das sind $6 \cdot 10^6$ kWh je kg Spaltstoff. 1 kg Steinkohle liefert dagegen nur 3 kWh, die einem 400-Billionstel der Masse entsprechen.



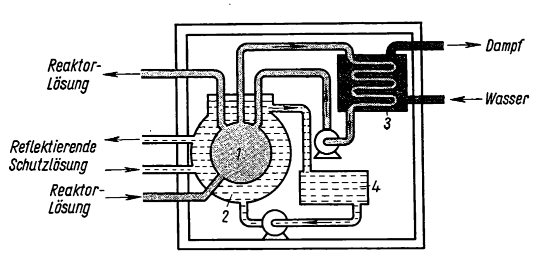
619.2 Wärmeabfuhr aus einem Reaktor mit festem, in Elemente aufgeteilten Brennstoff

Errechnet man die mittleren Wärmeleistungen je Volumeinheit für verschiedene Wärmeerzeuger, so zeigt sich, daß einige Reaktortypen Leistungsdichten aufweisen, wie sie bislang nur beim Raketenbau üblich waren (Tab. **619.**1). Diese Leistungsdichten müssen nun aber nicht nur wenige Minuten oder Stunden, wie bei einer Rakete, sondern einige tausend Stunden einwandfrei beherrscht werden. Weitere Angaben über Leistungsdichten von Reaktoren werden im Abschn. 3.425 1 diskutiert.

Zur Wärmeabfuhr aus dem Reaktor stehen prinzipiell zwei Möglichkeiten zur Verfügung:

1. Im Fall festen Brennstoffs — darunter fallen bis auf den Flüssig-Brennstoff-Reaktor alle heterogenen Reaktoren — muß die bei der Spaltung frei werdende Wärme von der Oberfläche der Brennelemente abgeführt werden (Fig. **619.**2). Der Brennstoff ist zum Zweck hoher Wärmeleistung soweit wie möglich aufzuteilen, um viel Über-

tragungsfläche zu erhalten. Es können nämlich, je nach der Art des Kühlmittels und mit Rücksicht auf Wärmespannungen bzw. Umwandlungspunkte des Brennstoffs, nur begrenzte maximale Flächenbelastungen (Wärmestromdichten) zugelassen werden. Die vom Brennelement abgegebene Wärme wird vom Kühlmittel — einer Flüssigkeit mit oder ohne Änderung ihres Aggregatzustandes oder einem Gas — aufgenommen.



620.1 Wärmeabfuhr aus einem homogenen Reaktor mit flüssigem Brennstoff

2. Im Falle flüssigen Brennstoffs, der im Moderator gelöst bzw. suspendiert sein kann (homogener Reaktor) oder nicht (Flüssig-Brennstoff-Reaktor), durchströmt der Brennstoff bzw. das Brennstoff-Moderator-Gemisch den Reaktor und wird dort aufgeheizt oder verdampft (Fig. **620.1**). Im Reaktor selbst sind dann keine wärmetauschenden Flächen mehr notwendig, wodurch einige die Wärmeleistung begrenzende Bedingungen entfallen. An deren Stelle treten jedoch neue zum Teil nicht minder schwierige, wie z. B. Erosion, Korrosion, Ablagerung, hohe Radioaktivität des Kreislaufs außerhalb des Reaktors usw.

Die vom Kühlmittel aufgenommene Wärme wird in beiden Fällen im Wärmetauscher an das Arbeitsmittel abgegeben, das in einer Kraftmaschine (Dampf- oder Gasturbine) Arbeit leistet. Ist das Kühlmittel zugleich Arbeitsmittel, so kann es direkt zur Kraftmaschine geleitet werden. Die prinzipiellen Möglichkeiten sind in Abschn. 3.426 dargestellt.

Die folgenden Abschnitte bringen einige wesentliche wärmetechnische Gesichtspunkte, die bei der Auslegung von Reaktoren untersucht werden müssen.

3.422 Zusammenhang zwischen Kernspaltung und Energieerzeugung

3.422 1 Räumliche und zeitliche Aufteilung der bei der Kernspaltung freiwerdenden Wärmeenergie

Die bei der Kernspaltung frei werdende Energie tritt als kinetische Energie der Spaltprodukte, Neutrinos und Beta-Teilchen sowie als Gamma-Strahlung auf. Die Aufteilung der bei der Spaltung eines U^{235}-Kernes frei werdenden Energie zeigt Tab. **621.1**. Die Energieanteile 1 bis 3 treten im Augenblick der Spaltung auf, während die von den Spaltprodukten herrührende Strahlung erst bei deren Zerfall frei wird. Durch das Abbremsen der Spaltprodukte, Neutronen und Beta-Teilchen sowie die Absorption der Gamma-Strahlung wird die bei der Spaltung frei werdende Energie in Wärmeenergie umgewandelt. Wegen des kleineren Wirkungsquerschnitts der Materie für Neutrinos liefern diese keinen Beitrag zur Wärmeerzeugung. Von der bei der Kernspaltung primär erzeugten Energie stehen daher nur etwa 191 M*e*V als Wärmeenergie zur Verfügung.

Die (n, γ)-Reaktionen der Spaltneutronen mit U^{238}, dem Moderator und Strukturmaterial (Konstruktionsmaterial) liefern infolge der Gamma-Strahlung einen weiteren Beitrag von 3 bis 7 M*e*V an Wärmeenergie. Die dabei entstehenden Produkte sind oft selbst wieder radioaktiv und ergeben beim radioaktiven Zerfall über längere Zeiträume im Mittel 1 bis 2 M*e*V Wärmeenergie. Bei der Spaltung eines U^{235}-Kernes werden daher ungefähr 195 bis 200 M*e*V als Wärmeenergie frei. Teilt man die je Kernspaltung auftretende Wärmeenergie in momentan und verzögert auftretende Energiemengen

auf, so erhält man die aus Tab. **621.**1 zu ersehende Verteilung. Von der im Augenblick der Spaltung auftretenden Wärmeenergie werden etwa 168 MeV am Ort der Spaltung und 17 MeV in mehr oder weniger entfernten Punkten der Brennelemente oder des Reaktors in Wärme umgesetzt. Bei den verzögert anfallenden Wärmemengen entstehen ungefähr 7 MeV am Spaltungsort und 8 MeV in den anderen Teilen des Reaktors. Überschlägig kann angenommen werden, daß etwa 90% der Gesamtwärme auf die Brennelemente, 5% auf den Moderator, 5% auf den Reflektor und die Abschirmung entfallen.

621.1 Bei der Spaltung eines U^{235}-Kernes frei werdende Energie

	MeV
Kinetische Energie der Spaltprodukte	168
Momentane Gamma-Strahlung	5
Kinetische Energie der Spaltneutronen	5
Beta-Strahlung der Spaltprodukte	7
Gamma-Strahlung der Spaltprodukte	6
Energie der Neutrinos	10
Gesamtenergie	201

Beim Anfahren des Reaktors wird nur die momentan auftretende Wärmeenergie von 185 MeV je Spaltung frei. Erst wenn sich genügend Spalt- und Reaktionsprodukte im Reaktor angesammelt haben, stellt sich ein radioaktives Gleichgewicht ein, und die je Spaltung frei werdende Wärmeenergie erhöht sich auf etwa 200 MeV. Durch das Abschalten des Reaktors fällt die sofort auftretende Wärmeenergie aus, und die verzögert frei werdende Wärmemenge nimmt entsprechend dem Zerfall der Spalt- und Reaktionsprodukte ab. Davon werden etwa 50% im Brennstoff und der andere Teil im Moderator, Konstruktionsmaterial usw. frei[1]). Dieses Verhalten macht eine Nachkühlung des gesamten Reaktors und auch der Brennelemente beim Auswechseln notwendig.

621.2 Verteilung der bei einer Kernspaltung frei werdenden Energie

Momentane Wärmeenergie	MeV
Kinetische Energie der Spaltprodukte	168
Momentane Gamma-Strahlung	5
Kinetische Energie der Spaltneutronen	5
Gamma-Strahlung bei (n, γ)-Reaktionen	7
	185
Verzögerte Wärmeenergie	**MeV**
Beta-Strahlung der Spaltprodukte	7
Gamma-Strahlung der Spaltprodukte	6
Strahlung von (n, γ)-Produkten	2
	15

3.422 2 Zusammenhang zwischen der Leistungsquelldichte und der je Spaltung frei werdenden Energie

Der im Reaktor verwendete Kernbrennstoff setzt sich aus spaltbaren und nichtspaltbaren Anteilen zusammen. Bezeichnet man mit B_{sp} den Bruchteil (Gewicht bzw. Massenanteil) des Spaltstoffs im Brennstoff und mit ϱ_B die Dichte des Brennstoffs, so wird die Dichte des Spaltstoffs

$$\varrho_{\mathrm{sp}} = B_{\mathrm{sp}}\,\varrho_B \tag{1}$$

und die Teilchenzahldichte des Spaltstoffs

$$N_{v,\mathrm{sp}} = \frac{\mathsf{L}}{\mathsf{A}_{\mathrm{sp}}}\,\varrho_{\mathrm{sp}} = \frac{\mathsf{L}}{\mathsf{A}_{\mathrm{sp}}}\,B_{\mathrm{sp}}\,\varrho_B, \tag{2}$$

wobei L die Loschmidtsche Konstante und A_{sp} das Atomgewicht des Spaltstoffs bedeuten. Der makroskopische Wirkungsquerschnitt Σ_{sp} errechnet sich dann aus dem

[1]) Glasstone, S., Principles of Nuclear Reactor Engineering, London 1955, S. 24, 1111.

atomaren Wirkungsquerschnitt zu

$$\Sigma_{sp} = N_{v,sp}\,\sigma_{sp}. \tag{3}$$

Die Zahl der Spaltungen je Volum- und Zeiteinheit ist proportional zur Neutronenflußdichte Φ; führt man noch die je Kernspaltung frei werdende Energie $\mathcal{E}_{sp}$ ein, so ergibt sich die je Volum- und Zeiteinheit frei werdende Energie, die Leistungsquelldichte, zu

$$\mathcal{N}_v = \Sigma_{sp}\,\Phi\,\mathcal{E}_{sp} = \frac{\mathsf{L}}{\mathsf{A}_{sp}}\,B_{sp}\,\varrho_B\,\sigma_{sp}\,\Phi\,\mathcal{E}_{sp}. \tag{4}$$

3.422 3 Neutronenflußdichteverteilung und Wärmeerzeugung in den Brennelementen

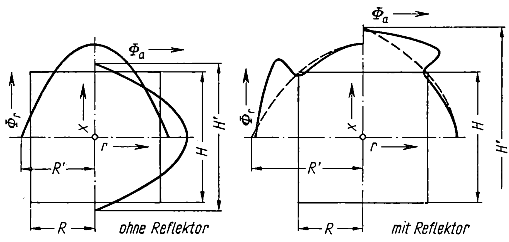
In Abschn. 3.422 1 ist dargetan, daß etwa 90 % der Gesamtwärme am Ort der Kernspaltung oder in dessen unmittelbarer Nähe, also in den Brennelementen, frei werden. Gl. (4) ist daher zu modifizieren, wenn man die Quelldichte der Wärmeleistung berechnen will:

$$\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}} = 0{,}9\,\frac{\mathsf{L}}{\mathsf{A}_{sp}}\,B_{sp}\,\sigma_{sp}\,\mathcal{E}_{sp}\,\varrho_B\,\Phi. \tag{5}$$

Für einen zylindrischen Reaktorkern mit homogen verteiltem Kernbrennstoff kann die Neutronenflußdichte an der Stelle (r, z) näherungsweise durch die Gleichung

$$\Phi(r,z) = \Phi_0\,J_0\left(2{,}405\,\frac{r}{R'}\right)\cos\frac{\pi z}{H'} \tag{6}$$

beschrieben werden. Dabei bedeutet Φ bzw. Φ_0 die Neutronenflußdichte an der Stelle (r, z) bzw. in der Mitte des zylindrischen Reaktorkerns mit dem Radius R und der Höhe H, J_0 die Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung; R' und H' sind die extrapolierten Werte von Höhe und Radius der Reaktorkerne nach Fig. **622.1**, wie sie bei der Approximation der tatsächlichen Flußdichteverteilung durch die Bessel- und Kosinusfunktion erhalten werden. Für die wärmetechnische Berechnung des Reaktors interessiert das Verhältnis von maximaler zur über das gesamte Reaktorkernvolumen gemittelten Quelldichte, das als Flußverhältnis φ bezeichnet wird. Infolge der Proportionalität von Φ und $\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}$ ergibt sich für φ die Beziehung



622.1 Neutronenflußdichteverteilung im zylindrischen Reaktorkern (R Radius, H Höhe des Zylinders)

$$\varphi = \frac{\mathcal{N}_{v,\mathrm{th},0}}{\mathcal{N}_{v,\mathrm{th,mittel}}} = \frac{\Phi_0}{\Phi_{\mathrm{mittel}}} = \frac{\pi R^2 H}{\dfrac{1}{\Phi_0}\displaystyle\int_0^R\int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \Phi(r,z)\,2\pi r\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}z}. \tag{7}$$

Setzt man den Ausdruck für Φ aus Gl. (6) in das Integral ein und integriert über den angegebenen Bereich, so erhält man für φ:

$$\varphi = \varphi_r \cdot \varphi_{ax}, \tag{8}$$

wobei

$$\varphi_r = \frac{1{,}2024}{J_1\left(2{,}405\,\dfrac{R}{R'}\right)} \cdot \frac{R}{R'}$$

und

$$\varphi_{ax} = \frac{\pi}{2\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{H}{H'}\right)} \cdot \frac{H}{H'}$$

bedeutet. Man bezeichnet φ_r als radiales und φ_{ax} als axiales Flußverhältnis; $1/\varphi_r$ stellt den Mittelwert der Flußdichte in der Ebene $z = 0$, $1/\varphi_{ax}$ den Mittelwert der Flußdichte in der Achse $r = 0$ des Reaktorkerns dar.

Bei heterogener Verteilung des Kernbrennstoffs über den Reaktorkern ist die Neutronenflußdichte auf den Kernbrennstoff zu beziehen. Für einen zylindrischen Reaktorkern mit konstantem Anreicherungsgrad des Brennstoffs kann die Neutronenflußdichte im Kernbrennstoff an der Stelle (r_i, z) ebenfalls durch die Gl. (6) angenähert angegeben werden, wobei Φ_0 die maximale Neutronenflußdichte im Kernbrennstoff ist. Der Kernbrennstoff sei in n gleiche Brennelemente von der Höhe H und dem Brennstoffquerschnitt F_B gleichmäßig aufgespalten. Die wärmetechnisch interessante Mittelwertsbildung hat nun über das Brennstoffvolumen zu erfolgen:

$$\Phi_{\text{mittel}} = \frac{1}{n F_B} \sum_1^n i\, \Phi_0 \cdot J_0\left(2{,}405 \frac{r_i}{R'}\right) \cdot F_B \cdot \frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{+\frac{H}{2}} \cos\frac{\pi z}{H'}\, dz. \tag{9}$$

Dieser Ausdruck kann umgeformt werden in

$$\Phi_{\text{mittel}} = \frac{1}{F_K} \sum_1^n i\, \Phi_0\, J_0\left(2{,}405 \frac{r_i}{R'}\right) \cdot \frac{F_K}{n} \cdot \frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{+\frac{H}{2}} \cos\frac{\pi z}{H'}\, dz.$$

Für die praktische Anwendung empfiehlt es sich, die Summenbildung durch eine Integration zu approximieren, und man erhält für Φ_{mittel} den Ausdruck:

$$\Phi_{\text{mittel}} = \frac{1}{R^2 \pi} \int_0^R \Phi_0\, J_0\left(2{,}405 \frac{r}{R'}\right) 2\pi r\, dr \cdot \frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{+\frac{H}{2}} \cos\frac{\pi z}{H'}\, dz.$$

Dies ist jedoch die gleiche Beziehung, die auch zur Bestimmung des Flußdichteverhältnisses beim homogenen Reaktor angewandt wurde. Daraus ist zu ersehen, daß die Methode zur Bestimmung der Flußdichteverhältnisse beim homogenen Reaktor mit genügender Genauigkeit auch beim heterogenen Reaktor verwendet werden kann.

Die Wärmeleistung eines Reaktors mit n Brennelementen vom Querschnitt F_B und der Höhe H ist gegeben durch

$$\mathcal{N}_{\text{th}} = \mathcal{N}_{v,\text{th,mittel}} \cdot n \cdot F_B \cdot H.$$

Die größte Kühlmittelbelastung erfolgt bei der in Gl. (6) angegebenen Neutronenflußdichteverteilung im mittleren Kühlkanal ($r = 0$). Die im mittleren Brennelement frei werdende Wärmeleistung ist

$$\mathcal{N}_{\text{zentr}} = \mathcal{N}_{v,\text{th,mittel}} \cdot F_B \cdot H \cdot \varphi_r = \frac{\mathcal{N}_{v,\text{th},0} \cdot F_B \cdot H}{\varphi_{ax}}.$$

Die maximale Quelldichte errechnet sich aus der mittleren Quelldichte mittels der Gl. (7)

$$\mathcal{N}_{v,\text{th},0} = \mathcal{N}_{v,\text{th,mittel}} \cdot \varphi.$$

Bei vielen Reaktortypen ist die Leistung des Reaktors begrenzt durch die maximalen Temperaturen im Brennelement; d. h. indirekt durch die Größe von $\mathcal{N}_{v,\text{th},0}$. Durch

Abflachung der Flußdichteverteilung kann $\mathcal{N}_{v,\text{th},\text{mittel}}$ und somit die Wärmeleistung des Reaktors angehoben werden.

Eine Abflachung der Neutronenflußdichteverteilung kann erzielt werden durch einen Reflektor, Anbringen von Neutronenabsorbern an Stellen großen Neutronenflusses, räumliche Variation der Anreicherung und Veränderung des Gitterabstandes der Brennelemente.

3.422 4 Wärmequellenverteilung in Moderator, Reflektor und Abschirmung

Von der Gesamtwärme werden etwa 5% im Moderator durch Abbremsen der Neutronen und Beta-Teilchen und durch Absorption der Gamma-Strahlung frei. Der Großteil dieser Wärme stammt vom Abbremsen der Neutronen. Bei Moderatoren, die eine kleine mittlere freie Weglänge der Neutronen ergeben, ist die Wärmequellenverteilung im Moderator ähnlich der Neutronenflußverteilung, während Moderatoren mit großer mittlerer freier Weglänge der Neutronen eine bedeutend flachere und gleichmäßigere Wärmequellenverteilung ergeben.

Der Hauptteil der im Reflektor und in der Abschirmung frei werdenden Wärme (5% der Gesamtwärme) stammt von der Absorption der Gamma-Strahlung. Die Wärmequellenverteilung ist in jedem Fall aus dem Energiespektrum der Gamma-Strahlung zu ermitteln (vgl. auch 2.84).

3.422 5 Die nach dem Abschalten des Reaktors frei werdende Wärmeenergie

Die vom radioaktiven Zerfall der Spaltprodukte im Reaktor erzeugte Wärmeenergie erfordert besondere Beachtung. Die Spaltprodukte emittieren weiterhin Beta- und Gamma-Strahlen. Die bei deren Absorption frei werdende Wärmeenergie sinkt erst allmählich ab und erfordert so eine weitere Kühlung des Reaktorkerns. Die gesamte, in Form von Beta- und Gamma-Strahlung entstehende Leistung errechnet sich für die Zeit t nach dem Abschalten des Reaktors nach der Näherungsformel

$$\mathcal{N}_{\beta+\gamma} = 6{,}62 \cdot 10^{-2}\, \mathcal{N}_{\text{Reakt}} \{t^{-0{,}2} - (T_0 + t)^{-0{,}2}\}. \qquad (10)$$

Dabei ist T_0 die Betriebsdauer des Reaktors, die ebenso wie die Zeit t in Sekunden einzusetzen ist, und $\mathcal{N}_{\text{Reakt}}$ seine Wärmeleistung (s. 2.232 und 3.723 4).

3.423 Wärmespannungen

3.423 1 Allgemeines über Wärmespannungen

Die bei der Kernspaltung und Gamma-Strahlenabsorption frei werdenden Wärmeenergien ergeben in Verbindung mit der Kühlung des Reaktors erhebliche Temperaturunterschiede innerhalb einzelner Bauelemente und zwischen den verschiedenen Gebieten des Reaktors. Örtliche Temperaturänderungen führen zu verschiedenen lokalen Dehnungen und Kontraktionen und somit zu Wärmespannungen, die im Reaktor gefährlich werden können. Gleichmäßige Erwärmung oder lineare Temperaturverteilung führt bei nichteingespannten Körpern lediglich zu einer Verformung, der Körper bleibt spannungsfrei. Der eingespannte Körper hingegen kann sich nicht nach allen Richtungen frei ausdehnen, daher treten Wärmespannungen auf. Diese lassen sich mit den in der Festigkeitslehre üblichen Methoden ermitteln, indem man die sich ergebenden Dehnungen des freien Körpers den Einspannbedingungen unterwirft und die zugehörigen Spannungen bestimmt.

Bei nichtlinearer Temperaturverteilung werden auch in nichteingespannten Körpern infolge der örtlich verschiedenen Verzerrungszustände Wärmespannungen hervorgerufen.

3.423 2 Temperaturverteilung

In den Gleichungen der Abschn. 3.423 2 bis 3.423 6 werden die folgenden zusätzlichen Formelzeichen verwendet:

ϑ_u Umgebungstemperatur, $\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}$ Wärmeleistungsquelldichte, E Elastizitätsmodul, ν Poissonsche Zahl, ε_{ij} Dehnungen, u_i Verschiebungen, σ_{ij} Spannungen, Ψ elastisch-thermisches Verschiebungspotential, b Außenradius, a Innenradius, r Radius, L Plattendicke, σ_{rr} Radialspannungen, $\sigma_{\varphi\varphi}$ Tangentialspannungen, σ_{zz} Axialspannungen, σ_Z Zugfestigkeit.

Das Temperaturfeld bei stationärer Wärmeleitung wird durch die Differentialgleichung

$$\Delta\vartheta + \frac{\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{\lambda_w} = 0 \tag{11}$$

beschrieben.

Die gesuchte Temperaturverteilung ist durch diese Gleichung und die Randbedingungen bestimmt. Randbedingungen sind die Temperaturverteilung oder die Wärmestromdichte an der Oberfläche des Körpers als Funktion des Ortes. Eine weitere Randbedingung liefert die Newtonsche Abkühlungsbedingung. Nach ihr ist der Temperaturgradient an der Oberfläche proportional dem Temperaturunterschied zwischen Umgebungstemperatur ϑ_u und der Temperatur an der Körperoberfläche ϑ_0:

$$(\mathrm{grad}\,\vartheta)_0 = \frac{\alpha_w}{\lambda_w}(\vartheta_u - \vartheta_0). \tag{12}$$

3.423 3 Zusammenhang von Temperatur und Spannung; das elastisch-thermische Verschiebungspotential

Die Gesamtdehnungen eines ursprünglich rechtwinkeligen Volumelements setzen sich aus dem Temperaturanteil und dem durch die Behinderung bei den Verschiebungen entstehenden Spannungsanteil zusammen:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{1}{E}[\sigma_{xx} - \nu(\sigma_{yy} + \sigma_{zz})] + \alpha\vartheta, \\ \varepsilon_{yy} &= \frac{1}{E}[\sigma_{yy} - \nu(\sigma_{zz} + \sigma_{xx})] + \alpha\vartheta, \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{1}{E}[\sigma_{zz} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})] + \alpha\vartheta. \end{aligned} \tag{13}$$

Unter Benützung der Lehren der Elastizitätstheorie[1]) kann ein Zusammenhang zwischen Temperatur- und Spannungsverteilung in Form der Poissonschen Differentialgleichung angegeben werden:

$$\Delta\Psi = \frac{1+\nu}{1-\nu}\,\alpha\vartheta. \tag{14}$$

Ψ wird als elastisch-thermisches Verschiebungspotential bezeichnet. Seine ersten und zweiten Ableitungen nach den Koordinaten x, y, z stellen die Verschiebungen u_x, u_y u_z und die Verzerrungen ε_{ik} dar:

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{\partial\Psi}{\partial x}, & \varepsilon_{xx} &= \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}, & \varepsilon_{xy} &= \frac{\partial^2\Psi}{\partial x\,\partial y}, \\ u_y &= \frac{\partial\Psi}{\partial y}, & \varepsilon_{yy} &= \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}, & \varepsilon_{yz} &= \frac{\partial^2\Psi}{\partial y\,\partial z}, \\ u_z &= \frac{\partial\Psi}{\partial z}, & \varepsilon_{zz} &= \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}, & \varepsilon_{zx} &= \frac{\partial^2\Psi}{\partial z\,\partial x}. \end{aligned} \tag{15}$$

[1]) Melan, E., u. Parkus, H., Wärmespannungen infolge stationärer Temperaturfelder, Wien 1953.

Die Spannungen lassen sich dann als Funktionen des Verschiebungspotentials Ψ darstellen:

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= -\frac{E}{1-\nu}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right), & \sigma_{xy} &= -\frac{E}{1-\nu}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x\,\partial y},\\
\sigma_{yy} &= -\frac{E}{1-\nu}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}\right), & \sigma_{yz} &= -\frac{E}{1-\nu}\frac{\partial^2\Psi}{\partial y\,\partial z},\\
\sigma_{zz} &= -\frac{E}{1-\nu}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}\right), & \sigma_{zx} &= -\frac{E}{1-\nu}\frac{\partial^2\Psi}{\partial z\,\partial x}.
\end{aligned} \tag{16}$$

3.423 4 Allgemeine Formeln zur Berechnung der Wärmespannungen bei Zylinder, Hohlzylinder und Platte

Aus den in Abschnitt 3.423 3 angegebenen Zusammenhängen können bei Annahme eines ebenen Verzerrungszustandes für Hohlzylinder und Platte Ausdrücke abgeleitet werden, die eine direkte Bestimmung der Wärmespannungen aus der Temperaturverteilung ermöglichen[1]). Bei Stäben und Rohren wird Rotationssymmetrie vorausgesetzt. Die Normalspannungen an der Oberfläche sind gleich Null.

a) Hohlzylinder (Zylinder: $a = 0$):

$$\begin{aligned}
\sigma_{rr} &= \frac{E\alpha}{(1-\nu)r^2}\left[\frac{r^2-a^2}{b^2-a^2}\int_a^b \vartheta r\,\mathrm{d}r - \int_a^r \vartheta r\,\mathrm{d}r\right],\\
\sigma_{\varphi\varphi} &= \frac{E\alpha}{(1-\nu)r^2}\left[\frac{r^2+a^2}{b^2-a^2}\int_a^b \vartheta r\,\mathrm{d}r + \int_a^r \vartheta r\,\mathrm{d}r - \vartheta r^2\right],\\
\sigma_{zz} &= \frac{E\alpha}{1-\nu}\left[\frac{2}{b^2-a^2}\int_a^b \vartheta r\,\mathrm{d}r - \vartheta\right];
\end{aligned} \tag{17}$$

b) Platte:

$$\sigma_{zz} = \frac{E\alpha}{1-\nu}\left[-\vartheta + \frac{1}{L}\int_0^L \vartheta\,\mathrm{d}x + \frac{12}{L^3}\left(x-\frac{L}{2}\right)\int_0^L \vartheta\left(x-\frac{L}{2}\right)\mathrm{d}x\right]. \tag{18}$$

Setzt man den aus der Wärmeleitungsgleichung erhaltenen Ausdruck für die Temperatur in die obigen Gleichungen ein und integriert über die angegebenen Bereiche, so erhält man die Spannung als Funktionen von r oder x. Im Abschnitt 3.423 5 sind für die im Reaktorbau am häufigsten auftretenden Fälle der Wärmequellen- und Temperaturverteilung die Formeln zur Berechnung der Wärmespannungen angegeben.

3.423 5 Wärmespannungen in Zylinder, Hohlzylinder und Platte bei vorgegebener Wärmeleistungsquelldichte und Temperaturverteilung

a) Zylinder mit homogener Wärmeleistungsquelldichte für $\vartheta = 0$ bei $r = b$:

$$\vartheta = \frac{\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{4\lambda_w}(b^2-r^2), \tag{19}$$

$$\sigma_{rr} = \frac{\alpha E\,\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{16\lambda_w(1-\nu)}(r^2-b^2), \tag{20}$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{\alpha E\,\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{16\lambda_w(1-\nu)}(3r^2-b^2),$$

$$\sigma_{zz} = \frac{\alpha E\,\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{16\lambda_w(1-\nu)}(4r^2-2b^2).$$

---

[1]) Timoshenko, S., u. Goodier, I. N., Theory of Elasticity, 2. Aufl. New York, London (1951). — Carter, I. C., Report ANL-4690.

b) Hohlzylinder bei reiner Wärmeleitung ohne räumlich verteilte Quellen: für $\vartheta = \vartheta_a$ bei $r = a$ und $\vartheta = 0$ für $r = b$:

$$\vartheta = \vartheta_a \frac{\ln b/r}{\ln b/a}, \tag{21}$$

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_{rr} &= -\frac{\alpha E \vartheta_a}{2(1-\nu)}\left[\frac{\ln b/r}{\ln b/a} - \frac{(b/r)^2 - 1}{(b/a)^2 - 1}\right],\\
\sigma_{\varphi\varphi} &= -\frac{\alpha E \vartheta_a}{2(1-\nu)}\left[\frac{\ln b/r - 1}{\ln b/a} + \frac{(b/r)^2 + 1}{(b/a)^2 - 1}\right],\\
\sigma_{zz} &= -\frac{\alpha E \vartheta_a}{2(1-\nu)}\left[\frac{2\ln b/r - 1}{\ln b/a} + \frac{2}{(b/a)^2 - 1}\right].
\end{aligned}\right\} \tag{22}$$

c) Hohlzylinder bei homogener Wärmeleistungsquelldichte innen und außen gekühlt für $\vartheta_a = \vartheta_b = 0$:

$$\vartheta = \frac{\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{4\lambda_w}\left[(b^2 - r^2) - (b^2 - a^2)\frac{\ln b/r}{\ln b/a}\right], \tag{23}$$

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_{rr} &= \frac{\alpha E \mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}(b^2 - a^2)}{16\lambda_w(1-\nu)}\left\{\frac{2\ln b/r}{\ln b/a} - \frac{[(b/r)^2 - 1]\,[(b/a)^2 + (b/r)^2]}{(b/r)^2\,[(b/a)^2 - 1]}\right\},\\
\sigma_{\varphi\varphi} &= \frac{\alpha E \mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}(b^2 - a^2)}{16\lambda_w(1-\nu)}\left\{\frac{2(\ln b/r - 1)}{\ln b/a} + \frac{4b^2/a^2 - (b^2/r^2 + 1)(b^2/a^2 - b^2/r^2)}{b^2/r^2(b^2/a^2 - 1)}\right\},\\
\sigma_{zz} &= \frac{\alpha E \mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}(b^2 - a^2)}{16\lambda_w(1-\nu)}\left\{\frac{2(2\ln b/r - 1)}{\ln b/a} + \frac{4b^2/a^2 - 2b^2/r^2(b^2/a^2 - 1)}{b^2/r^2(b^2/a^2 - 1)}\right\}.
\end{aligned}\right. \tag{24}$$

d) Platte mit homogener Wärmeleistungsquelldichte, innen und außen gekühlt für $\vartheta = 0$ bei $x = 0$ und $\vartheta = \vartheta_L$ bei $x = L$:

$$\vartheta = \frac{\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{2\lambda_w}(Lx - x^2) + \vartheta_L\frac{x}{L}, \tag{25}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{\alpha E \mathcal{N}_{v,\mathrm{th}}}{2(1-\nu)\lambda_w}\left(\frac{L^2}{6} + x^2 - Lx\right), \tag{26}$$

$$\sigma_{zz,\max} = \frac{\alpha E \mathcal{N}_{v,\mathrm{th}} L^2}{12(1-\nu)\lambda_w}. \tag{27}$$

e) Platte mit exponentieller Wärmeleistungsquelldichte $\mathcal{N}_{v,\mathrm{th}} = \mathcal{N}_{v,\mathrm{th},0} \cdot \mathrm{e}^{-\mu x}$ für $\vartheta = 0$ bei $x = 0$; $\vartheta = \vartheta_L$ bei $x = L$:

$$\vartheta = \frac{\mathcal{N}_{v,\mathrm{th},0}}{\lambda_w \mu^2}\left[(\mathrm{e}^{-\mu L} - 1) - \mathrm{e}^{-\mu x} + 1\right] + \vartheta_L\frac{x}{L}, \tag{28}$$

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_{zz} = \frac{\alpha E \mathcal{N}_{v,\mathrm{th},0}}{(1-\nu)\lambda_w \mu^2}&\left\{\frac{2x}{L}\left[\frac{3(\mathrm{e}^{-\mu L} + 1)}{\mu L} + \frac{6(\mathrm{e}^{-\mu L} - 1)}{\mu^2 L^2}\right]\right.\\
&\left. - \frac{2(\mathrm{e}^{-\mu L} + 2)}{\mu L} - \frac{6(\mathrm{e}^{-\mu L} - 1)}{\mu^2 L^2} + \mathrm{e}^{-\mu x}\right\}.
\end{aligned}\right\} \tag{29}$$

3.423 6 Verhalten der Werkstoffe bei thermischer Beanspruchung

Die Größe der Wärmespannungen hängt von der Form der Bauelemente, der Wärmebelastung und den Eigenschaften des entsprechenden Werkstoffs ab.

Aus dem vorhergehenden Abschnitt ist zu entnehmen, daß die Wärmespannungen in allen Fällen dem Ausdruck[1])

$$\varkappa = \frac{\alpha E}{\lambda_w(1-\nu)} \tag{30}$$

---

[1]) Glasstone, S., Principles of Nuclear Engineering, London 1955, S. 710.

proportional sind, der eine reine Werkstoffgröße darstellt. Bei gleichen Voraussetzungen verhalten sich die Wärmespannungen wie die $\varkappa$-Werte der entsprechenden Werkstoffe (Tab. **628.1**).

Hohe Werte von $\varkappa$ ergeben zwar hohe Wärmespannungen, können jedoch durch große Zugfestigkeit σ_Z des Werkstoffs kompensiert werden. Das Verhältnis $\sigma_Z/\varkappa$ gibt daher ein Maß für die thermische Belastbarkeit. Dabei entsprechen große Werte von $\sigma_Z/\varkappa$ einer hohen thermischen Belastbarkeit des Materials. Tab. **628.1** gibt einen Vergleich der Eignung verschiedener Werkstoffe im Hinblick auf ihre thermische Belastung.

628.1 Werkstoffgröße $\varkappa$ und Zugfestigkeit σ_Z bei verschiedenen Werkstoffen.

Werkstoff	ϑ °C	$\varkappa$ kp/W cm	σ_Z kp/cm²	$\sigma_Z/\varkappa$ W/cm
Cr-Ni Stahl 18/8 (V 2 A)	300	235,43	5200	22,08
Baustahl St 48	300	70,52	4800	68,00
Reinaluminium (99,5%)	20	11,30	700 ··· 1300	61,93 ··· 115
Zircaloy - 2	300	49,07	2000	40,75
Mg (99,9%)	20	11,00	1100	99,94
Graphit (Richtwerte)	300	0,531	200	376,74
Uran	300	156,7	1900	12,124
UO_2	20	1040,5	350	0,336

Die vorhergehenden Ausführungen über Wärmespannungen beziehen sich nur auf Beanspruchung im elastischen Bereich. Das Betriebsverhalten eines Bauteils bei geringfügiger Überschreitung der Streckgrenze hängt von der Dehnbarkeit des Werkstoffs ab. Bei dehnbaren Werkstoffen werden durch Fließvorgänge die Spannungen an den überbeanspruchten Stellen abgebaut, während sprödes Material bricht.

Bei alternierenden Wärmebeanspruchungen können bereits Wärmespannungen, die unter der Streckgrenze liegen, Schwierigkeiten ergeben, die auf interkristalline Spannungen, die Änderungen in der Mikrostruktur des Materials bedingen, zurückzuführen sind.

3.424 Kühlmittel

3.424 1 Grundlegende Überlegungen zur Beurteilung von Kühlmitteln

Die Möglichkeit, verschiedene Kühlmittel zur Wärmeabfuhr in Atomreaktoren zu verwenden, bedingt neben anderem die Vielfalt der Reaktortypen. Es kommen prinzipiell alle Gase und Flüssigkeiten als Kühlmittel in Frage. Bei ihrer Auswahl können folgende Gesichtspunkte maßgebend sein:

1. Physikalische Forderungen, wie geringer Absorptionsquerschnitt für Neutronen, Stabilität gegen Strahlung sowie entweder geringes oder sehr hohes Atomgewicht;

2. wärmetechnische Forderungen, wie gute Wärmeleitfähigkeit, hohe spezifische Wärme, niedriger Schmelz- und hoher Siedepunkt, thermische Stabilität, geringer Dampfdruck;

3. allgemeine Forderungen, wie geringe Pumpenleistung, maximal zulässige Temperaturen in Brennstoff, Konstruktionselementen und Kühlmittel sowie wirtschaftlicher Anschaffungspreis.

Näheres über die physikalischen Begrenzungen kann unter Abschn. 3.724 3 nachgelesen werden.

Durch hohe Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme wird erreicht, daß bei vor-

gegebener Wärmeübertragungsfläche, vorgegebenem Kühlquerschnitt und vorgegebener Kühlmittelgeschwindigkeit eine möglichst große Wärmemenge aus dem Reaktor abgeführt werden kann. Hoher Siedepunkt und niedriger Schmelzpunkt ergeben weiten Arbeitsbereich. Geringer Dampfdruck des Kühlmittels erlaubt niedrigen Systemdruck, während thermische Stabilität Zersetzung des Kühlmittels unter Temperatureinfluß verhindert. Die Grenzen für maximal zulässige Temperaturen sollen volumverändernde Gefügeumwandlungen des Spaltstoffs (z. B. Uranmetall bei 662 °C) und Zustandsänderungen des Kühlmittels ausschließen sowie die erforderliche Festigkeit bei den Konstruktionsmaterialien gewährleisten.

Ein Kühlmittel soll ferner geringe Pumpleistung benötigen, billig und mit allen Materialien verträglich sein, mit denen es in Berührung kommt oder im Schadensfall kommen kann. Man hat bei der Wahl des Kühlmittels z. B. zu berücksichtigen, daß Gase (besonders H_2) bis zu einem bestimmten Grade durch das Umhüllungsmaterial diffundieren und daher mit dem Brennstoff verträglich sein müssen.

629.1 Physikalische Eigenschaften von geeigneten Reaktorkühlmitteln bei 100 °C und 1 at

Kühlmittel	Σ_a cm^{-1}	c_p $\frac{\text{kcal}}{\text{kg °C}}$	λ_w $\frac{\text{kcal}}{\text{m h °C}}$	ϱ $\frac{\text{kg}}{\text{dm}^3}$	Schmelz-punkt °C	Siede-punkt °C
H_2O	$7{,}08 \cdot 10^{-3}$	1,01	0,611	0,958	0	100
D_2O	$0{,}064 \cdot 10^{-3}$	1,002	—	1,063	3,8	101,4
Na	$11{,}0 \cdot 10^{-3}$	0,331	74,0	0,928	89	883
22% Na—78% K	$22{,}4 \cdot 10^{-3}$	0,223	21,0	0,775	−11	784
Luft	$29{,}85 \cdot 10^{-6}$	0,24	0,0273	$0{,}95 \cdot 10^{-3}$	—	—
He	0	1,25	0,119	$0{,}18 \cdot 10^{-3}$	—	—
H_2	$0{,}655 \cdot 10^{-6}$	3,43	0,192	$0{,}66 \cdot 10^{-4}$	—	—
CO_2	$0{,}00618 \cdot 10^{-6}$	0,218	0,218	$0{,}15 \cdot 10^{-3}$	—	—

Tab. **629.**1 gibt eine Übersicht über physikalische Eigenschaften verschiedener für den Reaktorbau geeigneter Kühlmittel. Diese werden im folgenden kurz besprochen.

In Zukunft werden wohl auch organische Flüssigkeiten und geschmolzene Salze (z. B. Diphenyl, Terphenyl, NaCl und NaOH) stärkere Bedeutung erlangen.

3.424 2 Flüssige Kühlmittel

Leichtes Wasser (H_2O) ist billig und hat gute thermische Eigenschaften, nämlich relativ hohe spezifische Wärme und hohe Wärmeleitfähigkeit. Die erforderliche Pumpleistung ist infolge hoher Dichte und niedriger Zähigkeit gering. Nachteilig ist der große Neutronenabsorptionsquerschnitt, die starke Korrosionswirkung auf Metalle, der niedrige Siedepunkt, der hohe Systemdrucke bedingt, und die Zersetzung unter Einfluß der Strahlung. Auch wird Wasser unter Bestrahlung radioaktiv; insbesondere gehen einige Verunreinigungen (Korrosionsprodukte, Salze) in radioaktive Bestandteile über.

Schweres Wasser (D_2O) hat gegenüber leichtem Wasser den Vorteil kleineren Absorptionsquerschnitts für langsame Neutronen, so daß es vor allem bei Natururanreaktoren als Kühlmittel in Frage kommt. Jedoch ist D_2O sehr teuer.

Nun kann man H_2O und D_2O nicht nur erwärmen (Druckwasserreaktor), sondern auch verdampfen (Siedewasserreaktor). Man erreicht dann bei niedrigeren Drucken das gleiche Temperaturniveau des Kühlmittels und spart den Wärmetauscher, falls man die Turbine mit dem primär erzeugten Dampf direkt beaufschlagt.

Auch organische Flüssigkeiten bieten sich als Reaktorkühlmittel an. Da sie hauptsächlich aus Kohlenstoff und Wasserstoff bestehen, können sie wie Wasser gleichzeitig auch als Moderator verwendet werden. Sie haben höheren Siedepunkt bzw. niedrigeren Dampfdruck als Wasser. Außerdem sind sie auch bei hoher Temperatur wenig korrosiv. Demgegenüber wirkt sich besonders nachteilig aus, daß sie bei Strahlung und Temperaturen von mehr als 300 bis 400 °C nicht stabil sind.

Flüssige Metalle haben — wie aus Tab. **629**.1 ersichtlich ist — gegenüber Wasser eine rund hundertmal größere Wärmeleitfähigkeit, jedoch ist ihre spezifische Wärme um zwei Drittel kleiner. Dies bedeutet, daß sie nur bei hohem Wärmestrom dem Wasser als Kühlmittel überlegen sind, da hier durch gute Wärmeleitfähigkeit große Wärmemengen vom Brennelement wegtransportiert werden können[1]), jedoch wegen des hohen Siedepunktes kein Verdampfen eintritt. Es kommt bei schnellen Reaktoren hinzu, daß flüssige Metalle ihres höheren Atomgewichts wegen das Energieniveau der Neutronen weniger als andere Kühlmittel herabsetzen. Flüssige Metalle sind bei Strahlung stabil. Ihr Hauptnachteil liegt in der schwierigen Handhabung. Auch wirken sie bei hohen Temperaturen gegenüber manchen Metallen korrodierend. Wegen der Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit verschiedener fester Stoffe in flüssigen Metallen haben Temperaturunterschiede im Kreislauf einen Massentransport zur Folge: Die Zonen höherer Temperatur im Kreislauf sind Zonen höherer Löslichkeit; in den Zonen niederer Temperatur reichern sich daher infolge des Ausfallens der gelösten Stoffe Ablagerungen an. In den Kühlkanälen kann dies z. B. zu Verstopfungen führen.

Als Kühlmittel kommen Natrium, Natrium-Kalium- sowie Blei-Wismuth-Verbindungen in Frage, wobei Natrium die günstigsten Eigenschaften hat. Wenn Na sauerstofffrei ist, greift es unter 600 °C weder Stahl noch Nickel, Beryllium oder Graphit an. Wegen des Schmelzpunktes bei 98 °C besteht die Gefahr, daß es bei stillstehendem Reaktor einfriert; NaK-Legierungen sind bei Zimmertemperatur noch flüssig, sie haben jedoch etwas schlechtere thermische Eigenschaften. Ein großer Nachteil des Natriums wie seiner Legierungen ist die starke Radioaktivität durch Bildung von Na^{24} infolge Neutronenabsorption, so daß der Primärkreislauf sehr gut abgeschirmt und zweckmäßigerweise ein Zwischenkreislauf vorgesehen werden muß. Auch ist Natrium in Verbindung mit feuchter Luft und Wasser feuer- und explosionsgefährlich, was seine Handhabung erschwert. Der niedrige Systemdruck sowie die großen möglichen Wärmestromdichten bei vorgegebenen Wärmeübertragungsflächen sind jedoch so bestechend, daß man trotz der erwähnten Schwierigkeiten bei großen Leistungsreaktoren auf seine Anwendung nicht verzichten wird.

Geschmolzene Salze, insbesondere Natrium- und Kaliumnitride, -nitrate und -fluoride sowie Natrium- und Kaliumhydroxyde sind weniger gefährlich als flüssiges Natrium; ihre physikalischen Eigenschaften sind auch gut, jedoch sind ihre thermischen und korrosiven Eigenschaften schlechter als die von Natrium.

3.424 3 Gasförmige Kühlmittel

Als gasförmige Kühlmittel kommen hauptsächlich Helium, Argon, Wasserstoff und Kohlendioxyd in Frage. Gase sind gut zu handhaben, unempfindlich gegen Neutronen- und Elektronenstrahlung und im verwendeten Bereich thermisch stabil. Allerdings sind ihre Wärmeübergangszahlen verhältnismäßig niedrig und die erforderlichen Umwälzleistungen hoch.

Helium ist, was die physikalischen Eigenschaften anbelangt, das geeignetste gasförmige Kühlmittel, denn sein Absorptionsquerschnitt ist vernachlässigbar klein; gegen Strahlung ist es unempfindlich. Die thermischen Eigenschaften sind mittelmäßig

[1]) Hass, W. B., u. Crofts, T. I. M., The British Nuclear Energy Conference **1** (1956), S. 76 bis 92.

gut. Helium läßt ferner als Edelgas die Kreislaufmaterialien unbeeinflußt. Leider ist es teuer und nur bedingt verfügbar. Man widmet daher auch dem Argon als weiterem Edelgas Interesse. Preis und Kühleigenschaften sind relativ günstig, jedoch hat es einen hohen Absorptionsquerschnitt für Neutronen und wird im Reaktor radioaktiv.

Die besten thermischen Eigenschaften hat Wasserstoff. Sein Neutronenabsorptionsquerschnitt ist tragbar. In Luft ist H_2 wegen des Sauerstoffs stark explosiv, weshalb bestimmte Vorkehrungen getroffen werden müssen. Wasserstoff geht außerdem mit Uranmetall eine chemische Verbindung ein, wobei sich das Volumen vergrößert und daher die Brennelemente zerstört werden. Da Wasserstoff leicht durch das Umhüllungsmaterial diffundiert, kann man diesem Vorgang nur dadurch entgegenwirken, daß man das Uran mit anderen Elementen verbindet (z. B. mit O_2 oder C).

Kohlendioxyd wird bis heute am meisten verwendet. Sowohl Kohlenstoff- als auch Sauerstoffatome haben einen kleinen Neutronenabsorptionsquerschnitt, wenn auch einen etwas größeren als Heliumatome. Kohlendioxyd ist weder giftig noch explosionsgefährlich. Bei Temperaturen über 300 °C sind die thermischen Eigenschaften besser als bei Helium; die Pumpenleistung ist immer größer; dafür ist es billiger. Bei hohen Temperaturen zersetzt sich CO_2 und reagiert mit Graphit und manchen Metallen.

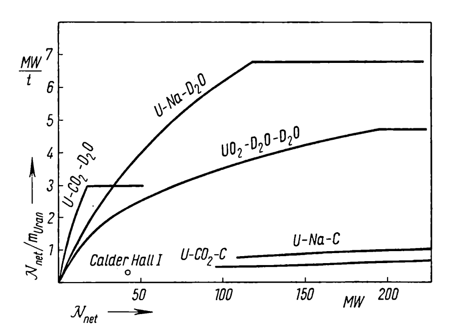
Für die Beurteilung eines Kühlmittels vom wärmetechnischen Standpunkt aus ist außerdem das Verhältnis der Wärmeleistung $\mathcal{N}_{th}$, die das Kühlmittel aufnehmen (und wieder abgeben) kann, zu der dazu erforderlichen Pumpleistung $\mathcal{N}_p$ aufschlußreich. Es gibt darüber Auskunft, wieviel Wärmeleistung mit diesem Kühlmittel bei gegebenen Reaktorabmessungen und gewählter Pumpenleistung zur Erzeugung von elektrischer Energie tatsächlich zur Verfügung steht.

3.425 Vergleich verschiedener Reaktortypen

3.425 1 Wärmetechnische Kennwerte

Obwohl für einen vollständigen Reaktorvergleich Anlagekosten, Verfügbarkeit der Materialien, Betriebssicherheit, Brennelementherstellung, physikalische Probleme, Regel- und Abschirmprobleme usw. berücksichtigt werden müssen, sollen hier die einzelnen Typen nur bezüglich ihres thermischen Verhaltens untersucht werden.

In Fig. **631.**1 ist für Natururan-Reaktoren die Brennstoffbelastung (= Nettoleistung/Brennstoffmenge) über der Nettoleistung aufgetragen. Man sieht, daß in dem Bereich bis etwa 30 MW Nettoleistung U-CO_2-D_2O-Reaktoren und bei größeren Leistungen U-Na-D_2O-Reaktoren die größten Leistungsdichten aufweisen. D_2O-D_2O-Reaktoren sind im gesamten Bereich mittelmäßig gut, während graphitmoderierte Reaktoren mit relativ niedrigen Leistungsdichten arbeiten.



631.1 Spezifische Leistungen von Natururan-Reaktoren (Kennzeichnung der Kurven: Brennstoff — Kühlmittel — Moderator)

Über Heizflächenbelastung (Wärmestromdichte), das Verhältnis Leistung/Kernvolumen (mittlere Leistungsdichte) und Spaltstoffausnutzung von Reaktoren mit günstigen Leistungsdichten dieser einzelnen Typen gibt Tab. **632.**1 Auskunft. Diese spezifischen Werte können wesentlich durch den Anreicherungsgrad beeinflußt werden.

Daten einiger projektierter oder schon gebauter Typen sind in Tab. **632.**2 angegeben. Die Halbwerts- bzw. Verdoppelungszeit werden im folgenden Abschnitt erläutert.

Bei Brutreaktoren hat ebenfalls der Anreicherungsgrad entscheidenden Einfluß auf die spezifischen Werte, welche für einen schnellen und einen langsamen Brutreaktor als Beispiel in Tab. **632.**3 angeführt sind.

632.1 Leistungswerte einiger typischer Natur-Uran-Reaktoren

Typ	$U\text{-}CO_2\text{-}D_2O$	$UO_2\text{-}D_2O\text{-}D_2O$	$U\text{-}Na\text{-}D_2O$	U-Na-C
Bruttoleistung MW_{el}	20	80	110	200
Thermischer Wirkungsgrad	0,25	0,25	0,33	0,33
Spaltstoffausnützung MW_{el}/t	2,0	3,2	6,8	1,0
Mittlere Leistungsdichte im Kern kW_w/l	1,4	1,8	4,1	0,4
Maximale Heizflächenbelastung W_w/cm^2	88	115	170	103

632.2 Leistungsdaten einiger typischer Reaktoren mit angereichertem Uran

Typ	$UO_2\text{-}H_2O\text{-}H_2O$ (Druckwasser)	$U\text{-}H_2O\text{-}H_2O$ (Siedewasser)	U-Na-C
Bruttoleistung MW_{el}	143	68	79
Thermischer Wirkungsgrad	0,28	0,24	0,30
Spaltstoffausnützung MW_{el}/t	5,36	1,88	3,02
U^{235}-Gehalt %	2,6	1,15	1,80
Mittlere Leistungsdichte im Kern kW_w/l	22,3	10,0	1,75
Halbwertszeit a	3,7	3,0	4,3
Maximale Heizflächenbelastung W_w/cm^2	77	110	140

632.3 Leistungsdaten von Brutreaktoren

Typ	Schneller Brutreaktor (heterogen)	Langsamer Brutreaktor (homogen)
Bruttoleistung MW_{el}	100	100
Thermischer Wirkungsgrad	0,33	0,23
Spaltstoffausnützung MW_{el}/t	45 ···100	3300
Spaltstoffanreicherung %	10 (Pu^{239})	ca. 100 (U^{233})
Mittlere Leistungsdichte im Kern kW_w/l	150 ···300	53,0
Verdoppelungszeit a	2,8··· 5,4	4,3
Füllung Kern:	U^{238}-Pu^{239}	U^{233}-D_2O-Lösung
Brutmantel:	U^{238}	Th^{232}-D_2O-Lösung

3.425 2 Einfluß der Wärmetechnik auf das Langzeitverhalten von Reaktoren

Unter der Voraussetzung, daß der Betrieb verschiedener Reaktortypen sicher beherrscht werden kann, ist es möglich, das Langzeitverhalten einzelner Typen zu untersuchen und zu vergleichen. Ein genauer Vergleich ist allerdings zur Zeit noch nicht möglich; es sind daher verschiedentlich Annahmen zu treffen. Andererseits ist es aber

notwendig, so früh wie möglich wenigstens ungefähre Zahlenangaben über das Langzeitverhalten zu erhalten, damit auch diese wichtige Eigenschaft berücksichtigt werden kann.

Die wesentliche Voraussetzung für den Betrieb von Reaktoren entsprechend ihrem hier beschriebenen Langzeitverhalten ist, daß sowohl die Pu- als auch die Th-Technik einwandfrei beherrscht wird. Schnelle Reaktoren werden nämlich am besten mit Pu^{239}, langsame mit U^{233} betrieben, und außerdem sollen die anfänglich mit U^{235} angereicherten Reaktoren im Laufe der Zeit auf Pu bzw. U^{233} umgestellt werden.

Bei diesem Vergleich interessiert vor allem, wie groß die Verdoppelungs- bzw. Halbwertszeiten für die installierte Leistung der verschiedenen Reaktortypen sind. Unter Verdoppelungszeit versteht man dabei die Zeit, die der Reaktor betrieben werden muß, bis er so viel zusätzlichen Spaltstoff erzeugt hat, daß damit die vorhandene installierte Reaktorleistung verdoppelt werden kann. Die Halbwertszeit dagegen gibt an, nach welcher Zeit die vorhandene installierte Reaktorleistung auf den halben Wert abgesunken ist, unter der Annahme, daß die Nachspeisung von Spaltstoff auf die im Reaktor zusätzlich zur Wärmeerzeugung gewonnene Spaltstoffmenge beschränkt ist.

Mit Hilfe der folgenden Kenngrößen ist es möglich, alle interessierenden Reaktortypen zu erfassen:

a) Das Brut- bzw. Konversionsverhältnis G_a bzw. K_a ist die Zahl, die angibt, wieviel kg neugebildetes spaltbares Material am Anfang der Laufzeit je kg verbrauchten Spaltstoffs entstehen. Man unterscheidet Brut- bzw. Konverterreaktoren, je nachdem ob in dem betreffenden Reaktor dasselbe spaltbare Matrial erzeugt wird, wie es als Brennstoff benutzt wird, oder ob ein vom Brennstoff verschiedenes spaltbares Material neu erzeugt wird.

b) Das effektive Brut- bzw. Konversionsverhältnis G^* bzw. K^* ist die Zahl, die angibt, wieviel kg neuer Spaltstoff am Ende der Laufzeit pro kg verbrauchten Spaltstoffs zur Verfügung steht.

c) Der Faktor $\alpha = \sigma_e/\sigma_{sp} = (\sigma_a - \sigma_{sp})/\sigma_{sp}$ ist das Verhältnis zwischen Einfang- und Spaltquerschnitt. Es ist für jedes spaltbare Isotop verschieden, und außerdem von der Energie der Neutronen abhängig.

d) Der Lastfaktor L ist das Verhältnis der wirklich gefahrenen Vollastzeit zur überhaupt möglichen Vollastzeit für die betrachtete Zeitspanne (z. B. 8760 h für ein Jahr).

e) E_1 ist die Spaltenergie je Masseneinheit spaltbares Material.

f) B_{kr} ist die zur Erreichung der kritischen Größe nötige Masse spaltbaren Materials, dividiert durch die elektrische Bruttoleistung des Reaktors; bei Verwendung angereicherten Urans wird lediglich die über den natürlichen Gehalt an Spaltstoff (0,714‰) hinausgehende Spaltstoffmenge in Rechnung gesetzt.

g) η ist der thermische Wirkungsgrad der Anlage, auf die Turbine bezogen.

h) Y ist die in der betrachteten Zeitspanne zur Nachspeisung erforderliche Menge natürlichen Urans.

i) F ist die Brennstoffmenge, die im Zeitmittel zum Dauerbetrieb des Reaktors erforderlich ist, dividiert durch die Brennstoffmenge einer vollen Reaktorfüllung. F enthält also neben dem im Reaktor eingesetzten Brennstoff auch den zur Auswechslung auf Lager gehaltenen und den im Zeitmittel in Aufarbeitung befindlichen Brennstoff.

k) $\mathcal{N}_{el}$ ist die maximale elektrische Bruttoleistung des Reaktors (Vollastleistung).

l) s bedeutet den Spaltstoffanteil im natürlichen Uran.

Bei den folgenden drei Arten von Reaktoren ist das Langzeitverhalten in bezug auf ihre Verdoppelungs- bzw. Halbwertszeiten besonders interessant:

Reaktortyp 1. Reaktoren mit angereichertem Brennstoff und einem Konversionsverhältnis kleiner als 1, die mit natürlichem Uran nachgespeist werden;

Reaktortyp 2. Reaktoren mit angereichertem Brennstoff und einem Brut- oder Konversionsverhältnis kleiner als 1, die mit angereichertem Brennstoff nachgespeist werden;

Reaktortyp 3. Reaktoren mit angereichertem Brennstoff und einem Brutverhältnis größer als 1, die mit brütbarem Material nachgespeist werden.

Bei allen drei Grundtypen muß berücksichtigt werden, daß sich der Brennstoff im Laufe der Zeit mehr und mehr abwertet, insbesondere dann, wenn es sich um thermische Reaktoren handelt. Diese Abwertung tritt infolge der Bildung der nicht spaltbaren Isotope U^{234}, U^{236}, Pu^{240}, Pu^{242} ein. Diese Abwertung kann dadurch berücksichtigt werden, daß der Faktor B_{kr} mit einem von der Laufzeit der Brennstoffüllung abhängigen Faktor $z > 1$ multipliziert wird. Damit wird die in den Reaktor eingesetzte Spaltstoffmenge korrigiert, da sie durch die unvermeidliche Vergiftung in ihrer Wirksamkeit herabgesetzt wurde. Das bedeutet praktisch, daß alle der ersten Brennstofffüllung folgenden, weiteren Füllungen höher angereichert werden müssen, also mehr Spaltstoff je Leistungseinheit erfordern. Der Faktor B_{kr} ist auch dann variabel, wenn man von anfänglicher Anreicherung mit U^{235} auf U^{233} oder Pu^{239}-Anreicherung übergeht.

Die Überlegungen für das Langzeitverhalten basieren auf der Zinseszinsrechnung, weil infolge der kritischen Größe der wirkliche Leistungszuwachs bzw. Verlust bei relativ kleiner installierter Leistung nicht kontinuierlich ermittelt werden kann, sondern stufenweise bestimmt werden muß. Es ist also ein „Zinsfaktor" a zu bestimmen, der hier die Vermehrung bzw. Verminderung der Anfangsleistung in einer Zeitspanne t angibt, unter der Annahme, daß die Reaktoren sich selbst überlassen sind. Der Zinsfaktor a ergibt sich für die drei Grundtypen aus den folgenden Formeln:

Reaktortyp 1: $$a = 1 - \frac{t \cdot L \cdot (1 + \mathsf{K}_a - 2\mathsf{K}^*)}{E_1 \cdot \eta \cdot B_{kr} \cdot F \cdot \left(\frac{1}{1+\alpha} + \mathsf{K}_a - \mathsf{K}^*\right) \cdot z} + \frac{y \cdot s}{B_{kr} \cdot F \cdot \mathcal{N}_{el} \cdot z},$$

Reaktortyp 2: $$a = 1 - \frac{t \cdot L \cdot (1 + \mathsf{K}_a - 2\mathsf{K}^*)}{E_1 \cdot \eta \cdot B_{kr} \cdot F \cdot \left(\frac{1}{1+\alpha} + \mathsf{K}_a - \mathsf{K}^*\right) \cdot z},$$

Reaktortyp 3: $$a = 1 + \frac{(\mathsf{G}^* - 1)\, t \cdot L}{E_1 \cdot B_{kr} \cdot z \cdot \eta \cdot F}.$$

Die Reaktoren der Gruppe 1 können je nach der Höhe der Werte für K_a, K^*, Y und $B_{kr} \cdot z$ einen Zinsfaktor größer oder kleiner als 1 haben. Die Verdoppelungs- bzw. Halbwertszeit für die installierte Leistung wird wie folgt bestimmt:

Verdoppelungszeit: $T_2 = \log 2/\log a$,

Halbwertszeit: $T_{0,5} = \log 0{,}5 \log a$.

In Tab. **635**.1 sind die benötigten aus der Literatur errechenbaren Kenngrößen zur Untersuchung des Langzeitverhaltens zusammengestellt.

Die Faktoren G^*, K^*, K_a, B_{kr} und z sind durch physikalische, wärmetechnische und konstruktive Forderungen bestimmt. Das verwendete Kühlmittel übt dabei infolge eventueller Neutronenvergiftung einen Einfluß auf diese Faktoren aus. Ganz besonders wird jedoch der Faktor B_{kr}, der möglichst klein sein soll, von der Kühlung bestimmt. Da bei angereicherten Reaktoren die Beschaffung der Spaltstoffe schwierig und deren Preis sehr hoch ist, ist bei diesen Reaktoren jede Aufwendung gerechtfertigt, die den Faktor B_{kr} verkleinern hilft. Der thermische Wirkungsgrad η der Anlage wird ebenfalls vom verwendeten Kühlmittel und der Art der Kühlung bestimmt. Über seinen optimalen Wert gibt der Abschn. 3.429 Auskunft.

Die Tab. **635**.1 zeigt, daß z. B. bei den Brutreaktoren trotz spürbar unterschiedlichen Brutverhältnisses G* die Verdoppelungszeiten der Leistung T_2 annähernd gleich groß sind, da die ebenfalls verschiedenen Faktoren B_{kr} und F den Vorteil des schnellen Brüters bzgl. des Brutverhältnisses ausgleichen. Zum Vergleich wurden beim schnellen Brüter die Verdoppelungszeiten für $F = 1$ und $F = 2$ angegeben. Um die prinzipielle Überlegenheit des schnellen Brüters gegenüber dem thermischen Brüter ausnützen zu können, müßte er mit flüssigem, kontinuierlich aufarbeitbarem Brennstoff betrieben werden. Dann wäre auch für ihn $F = 1$, d. h., er käme mit einer Brennstoffüllung pro Reaktor aus. Die Konverterreaktoren haben untereinander ähnliche Halbwertszeiten, da bei ihnen die bestimmenden Faktoren nur geringe Unterschiede zeigen.

Da die Brutreaktoren Verdoppelungszeiten von 3 bis 6 Jahren haben, also einen schnelleren Leistungszuwachs aufweisen, als der steigende Strombedarf es erfordert — seine Verdoppelungszeit betrug in den letzten Jahren im Mittel 10 Jahre —, ist der Zeitpunkt abzusehen, an dem mehr spaltbares Material zur Verfügung steht als gebraucht wird. Es wurde daher schon vorgeschlagen, Reaktoren mit verschieden hohen Brutverhältnissen zu kombinieren; z. B. einen schnellen Brüter mit einem Druck- oder Siedewasserreaktor. Dann müssen die installierten Leistungen in einem bestimmten Verhältnis stehen, das wie folgt errechnet wird:

$$\frac{\mathcal{N}_0}{\mathcal{N}_1} = \frac{(\mathsf{G}_1^* - 1)\left(\frac{1}{1+\alpha} + \mathsf{G}_{a0} - \mathsf{G}_0^*\right)}{(1 + \mathsf{G}_{a0} - 2\mathsf{G}_0^*)} \cdot \frac{L_1 \cdot \eta_0 \cdot Z_0 \cdot F_0}{L_0 \cdot \eta_1 \cdot Z_1 \cdot F_1}.$$

Dabei bedeuten die Indizes 1 = Reaktor mit Brutrate größer als 1, 0 = Reaktor mit Brutrate kleiner als 1.

635.1 Verdoppelungs- bzw. Halbwertszeiten verschiedener Reaktoren

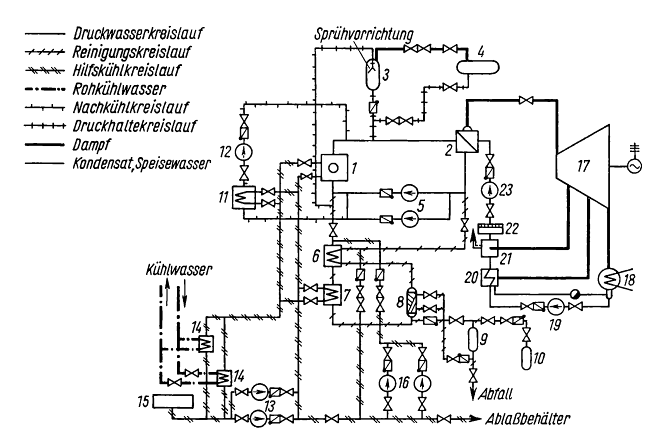
Typ		schneller Brüter		therm. Brüter	Druckwasser	Siedewasser	Na-Graphit
Anreicherung		Pu^{239}		U^{233}	U^{235}	U^{235}	U^{235}
erzeugter Spaltstoff		Pu^{239}		U^{233}	Pu^{239}	Pu^{239}	Pu^{239}
Nachspeisung		U^{238}		Th^{232}	U^{235}/U^{238}	U^{235}/U^{238}	U^{235}/U^{238}
$\mathcal{N}$	MW	100		100	143	68	79
G*	—	1,50		1,13	—	—	—
K*	—	—		—	0,6	0,6	0,53
K_a	—	—		—	0,82	0,82	0,72
B_{kr}	kg/MW	2,0		0,9	3,3	2,7	3,4
η	—	0,3		0,25	0,25	0,25	0,3
L	—	0,8		0,8	0,8	0,8	0,8
F	—	1	2	1,0	1,3	1,3	1,3
a	—	1,28	1,14	1,18	0,83	0,79	0,85
T_2	Jahre	2,8	5,4	4,3	—	—	—
$T_{0,5}$	Jahre	—	—	—	3,7	3,0	4,3

3.426 Schaltung der Kreisläufe bei verschiedenen Reaktoren

3.426 1 Flüssigkeitskühlung

Druckwasserkreislauf. Fig. **636**.1 zeigt im Prinzip die Schaltung einer Druckwasseranlage mit zwei getrennten Kreisläufen, dem Reaktor-(Primär-)Kreislauf und dem Turbinen-(Sekundär-)Kreislauf. Im Primärkreislauf wird heißes Wasser zwischen Dampferzeuger und Reaktor umgepumpt. Aus Sicherheitsgründen soll der Rücklauf auf mindestens zwei voneinander unabhängige Leitungen verteilt werden. Jede Lei-

tung hat eine eigene Umwälzpumpe, so daß bei Ausfall einer Pumpe die Anlage nicht außer Betrieb zu gehen braucht. An der Druckseite der Pumpen sind nur Rückschlagklappen angebracht. Der Druck im System ist so hoch (etwa 140 at), daß keine Verdampfung eintreten kann. Er wird durch einen Druckhaltebehälter konstant gehalten. Dieses Gefäß ist zum Teil mit Wasser und zum Teil mit Dampf gefüllt. Durch elektrische Heizelemente wird die Temperatur dort so geregelt, daß der Sattdampfdruck dem im Kreislauf gewünschten Druck entspricht. Steigen Druck und Sättigungstem-

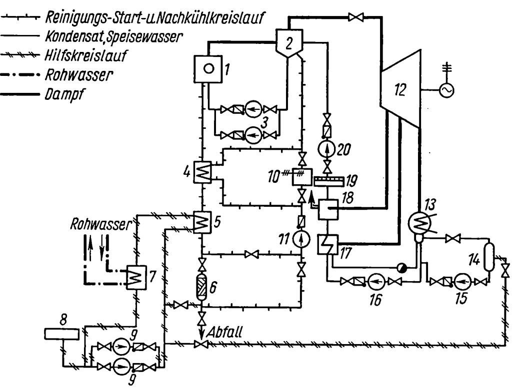


636.1 Druckwasserreaktorkreislauf. 1 Reaktor, 2 Dampferzeuger, 3 Druckbehälter, 4 Ablaßbehälter, 5 Umwälzpumpen, 6 Regenerativ-Wärmetauscher, 7 Wärmetauscher, 8 Reinigungsanlage, 9 Behälter für H_2-Injektion, 10 H_2-Druckflasche, 11 Wärmetauscher für Nachkühlung, 12 Nachkühlpumpe, 13 Hilfskühlwasserpumpe, 14 Kühler für Hilfskühlkreislauf, 15 Behälter für Hilfskühlwasser, 16 Füllpumpen, 17 Turbine, 18 Kondensator, 19 Kondensatpumpe, 20 Speisewasservorwärmer, 21 Mischvorwärmer mit Entgasung, 22 Speisewasserbehälter, 23 Speisewasserpumpe

peratur unerwünscht an, so wird durch eine Sprühvorrichtung kälteres Wasser eingespritzt, bis der alte Zustand wiederhergestellt ist. Der Druckhaltebehälter nimmt auch Volumänderungen des Kühlmittels auf. Bei Absinken des Wasserspiegels verdampft entsprechend mehr Wasser. Ein Nachkühlkreislauf, der von der Rücklaufleitung über einen mit Kühlwasser beschickten Wärmetauscher zur Vorlaufleitung führt, nimmt die Wärme auf, die nach Abstellen der Anlage durch Zerfall der Spaltprodukte weiter im Reaktor frei wird. Ein System zur Entfernung radioaktiver Korrosionsprodukte sorgt dafür, daß die Verunreinigung im vollentsalzten Wasser nicht mehr als 1 mg/l beträgt. Dadurch wird eine so geringe Restradioaktivität erzielt, daß schon kurze Zeit nach Stillegung der Anlage der Reaktorraum betreten werden kann. Der Reinigungskreislauf führt von der Druckseite einer Umwälzpumpe über einen Regenerativwärmetauscher, einen Wärmetauscher mit Fremdkühlung, ein Mischbettfilter und einen Ionentauscher zur Saugseite der Pumpe. Die Kühlung ist nötig, um Zersetzungen der Harze im Filter zu vermeiden. Um jeden freien Sauerstoff zu binden, wird dem Reinigungskreislauf aus einer Stahlflasche Wasserstoffgas zugesetzt. Ein Hilfskühlsystem, das ebenfalls mit aufbereitetem Wasser gespeist wird, übernimmt die Kühlung sowie das Füllen des Systems bei Inbetriebnahme und den Ausgleich von Leckverlusten im Primär- und Reinigungskreislauf.

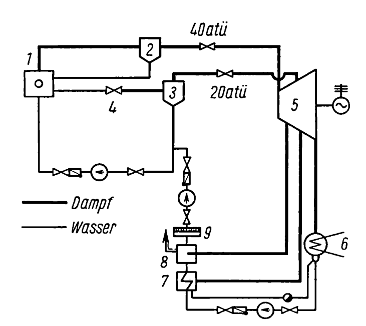
Siedewasser-Kreislauf. Für die Schaltung von Siedewasseranlagen sind drei Möglichkeiten bekannt:

a) Einfacher Kreislauf. Beim Verfahren mit einfachem Kreislauf („single cycle") arbeitet man ohne Wärmetauscher (Fig. **637.1**). Das Wasser im Reaktorgefäß wird erwärmt und ein Teil davon verdampft. Das aus dem Reaktor austretende Dampf-Wassergemisch wird in einer Abscheidetrommel getrennt. Der Dampf strömt in die Turbine, während das abgeschiedene Wasser, mit dem Turbinenkondensat gemischt, in den Reaktor zurückfließt. Sattdampfbetrieb bzw. Überhitzungsmöglichkeit werden in Abschn. 3.427 2 (Sattdampf) behandelt. Das Fehlen eines Wärmetauschers ermöglicht eine kleinere Anlage. Ferner kann mit relativ niedrigen Drucken gearbeitet werden. Der Reinigungskreislauf ist wie beim Druckwasserreaktor aufgebaut und endet in der Abscheidetrommel. Er dient zugleich als Starthilfe und zur Nachkühlung des Reaktors. Beim Start wird das vom Reaktor kommende Wasser unter Umgehen der eigentlichen Reinigungsanlage elektrisch aufgeheizt. Die Kühlung des Wärmetauschers bleibt dann abgeschaltet. Zur Nachkühlung wird die Hilfskühlung an- und die Heizung abgestellt. Der Hilfskühlwasserkreislauf führt ebenfalls vollentsalztes Wasser. Er dient außer zur Kühlung des Wärmetauschers zum Füllen des Systems und zum Ausgleich von Leckverlusten.



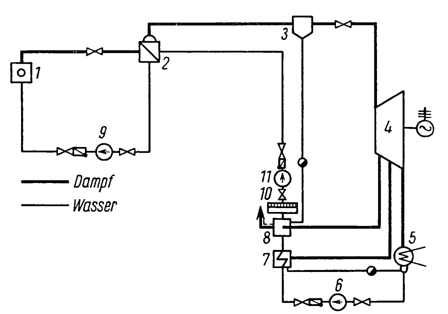
637.1 Siedewasserreaktor, einfacher Kreislauf. 1 Reaktor, 2 Abscheidetrommel, 3 Umwälzpumpen, 4 Regenerativ-Wärmetauscher, 5 Wärmetauscher, 6 Reinigungsanlage, 7 Wärmetauscher für Hilfskühlwasser, 8 Behälter für Hilfskühlwasser, 9 Hilfskühlwasserpumpen, 10 Heizvorrichtung für Starthilfe, 11 Umwälzpumpe für Starthilfe und Nachkühlung, 12 Turbine, 13 Kondensator, 14 Kondensatspeicher, 15 Speicherpumpe, 16 Kondensatpumpe, 17 Speisewasservorwärmer, 18 Mischvorwärmer mit Entgasung, 19 Speisewasserbehälter, 20 Speisewasserpumpe

b) Doppelkreislauf. Da sich beim Siedewasserreaktor die Dichte des Arbeitsmittels im Reaktor ändert, ist die Leistung durch den maximalen Dampfanteil, der noch stabilen Betrieb zuläßt, begrenzt. Außerdem ist der Regelungsvorgang ziemlich umständlich (s. 3.427 2). Diese Nachteile können durch das Doppelkreislaufverfahren („dual-cycle") weitgehend ausgeglichen werden. Bei dieser Anordnung wird nur ein Teil des benötigten Dampfes im Reaktor erzeugt und dem Hochdruckteil der Turbine zugeführt. Den Rest erhält man dadurch, daß man dem Reaktor Wasser entnimmt und dieses durch Entspannen in einem Drosselventil teilweise (etwa 8 bis 9 %) ausdampfen läßt (Fig. **637.2**). Der Dampf strömt in den Niederdruckteil der Turbine; das nun unterkühlte Wasser wird zusammen mit dem Kondensat in den Reaktor zurückgepumpt. Der Reaktor regelt sich also selbst (s. 3.427 2).



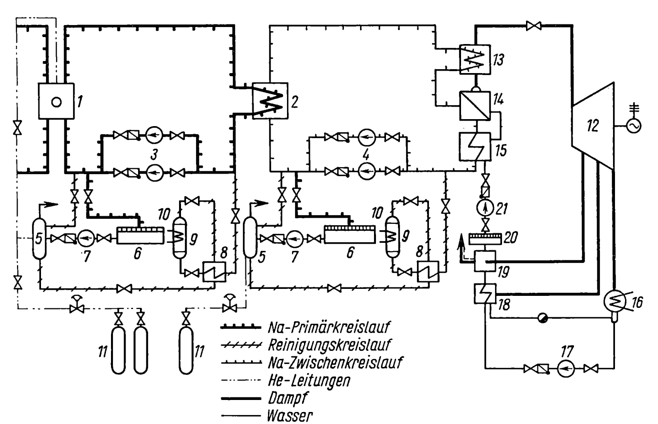
637.2 Siedewasserreaktor, Doppelkreislauf. 1 Reaktor, 2 Abscheidetrommel, 3 Entspannungsbehälter, 4 Drosselventil, 5 Turbine, 6 Kondensator, 7 Speisewasservorwärmer, 8 Mischvorwärmer mit Entgasung 9 Speisewasserbehälter

c) Geschlossener Kreislauf. Will man radioaktive Verseuchung der Turbine verhindern, so muß ein Wärmetauscher zwischen Turbine und Reaktor geschaltet werden („closed cycle-Prozess", Fig. **638**.1). Die thermischen Verluste werden etwas größer, dagegen ist die Turbine einfacher gebaut. Der Wärmetauscher wirkt als Wärmespeicher und deshalb bei Laständerungen als Puffer.



638.1 Siedewasserreaktor, geschlossener Kreislauf. 1 Reaktor, 2 Wärmetauscher, 3 Abscheidetrommel, 4 Turbine, 5 Kondensator, 6 Kondensatpumpe, 7 Vorwärmer, 8 Mischvorwärmer mit Entgasung, 9 Umwälzpumpe, 10 Speisewasserbehälter, 11 Speisewasserpumpe

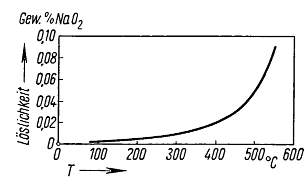
Natrium-Kreislauf. Bei Verwendung von Na als Kühlmittel ergeben sich neben bedeutenden Vorteilen große technische Schwierigkeiten (s. 3.424 1 und 3.424 2), die zum Teil auch im Schaltschema Fig. **638**.2 zum Ausdruck kommen. Das im Reaktor aufgeheizte Na durchfließt einen Primärkreislauf und gibt seine Wärme durch Wärmetauscher an einen Zwischenkreislauf ab, der ebenfalls mit Na oder NaK gefüllt ist. Erst an diesen ist der Turbinendampfkreislauf mit Vorwärmer, Verdampfer und Überhitzer angeschlossen. Der Zwischenkreislauf hat den Zweck, radioaktive Verseuchung des Turbinenkreislaufs zu verhindern. Zur Sicherheit muß der im Reaktor umgewälzte Na-Strom in mindestens zwei Einzelkreisläufe aufgeteilt werden. Um das Na im Primär- und Zwischenkreislauf vom Natriumoxyd zu reinigen, wird dauernd ein Teil



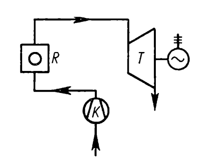
638.2 Natrium-Kreislauf. 1 Reaktor, 2 Primärwärmetauscher, 3 Umwälzpumpen des Primärkreislaufs, 4 Umwälzpumpen des Zwischenkreislaufs, 5 Ausgleichsbehälter, 6 Ablaßbehälter, 7 Füllpumpe, 8 Regenerativtauscher, 9 Kaltes Filter, 10 Kühlmittelanschluß, 11 Helium-Druckflaschen, 12 Turbine, 13 Überhitzer, 14 Dampferzeuger, 15 Vorwärmer, 16 Kondensator, 17 Kondensatpumpe, 18 Speisewasservorwärmer, 19 Mischvorwärmer mit Entgasung, 20 Speisewasserbehälter, 21 Speisewasserpumpe

des umlaufenden Natriums durch kalte Filter („cold traps") geschickt. In diesen Filtern kühlt man das Na durch ein Regenerativsystem und durch Fremdkühlung ab, so daß NaO_2, dessen Löslichkeit bei niederen Temperaturen nur sehr gering ist (Fig. **639**.1), im

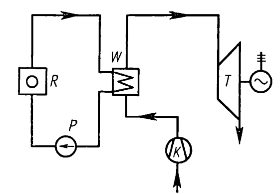
Filter hängenbleibt. Zuvor strömt das Na durch einen Ausgleichsbehälter, der Volumschwankungen des Systems aufzunehmen hat. Ein Ablaßbehälter dient zur Aufnahme des Natriums bei Entleerung bzw. beim Abstellen der Anlage. Als Schutzatmosphäre gegen das Eindringen von O_2 dient He, das aus Stahlflaschen in die Reaktorkuppel und in die Ausgleichsbehälter geleitet wird.



639.1 Löslichkeit von NaO_2 in Na



639.2 Offener Gasturbinenprozeß ohne Wärmetauscher, *K* Kompressor, *R* Reaktor, *T* Turbine

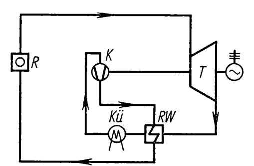


639.3 Offener Gasturbinenprozeß mit Wärmetauscher. *K* Kompressor, *P* Pumpe, *R* Reaktor, *T* Turbine, *W* Wärmetauscher

3.426 2 Gaskühlung

Gaskühlung — Gasturbine. Auf Grund der Fortschritte auf dem Gebiete der Metallurgie in den letzten Jahren wird die Verwendung von Gasturbinen in Atomkraftwerken ernsthaft in Erwägung gezogen.

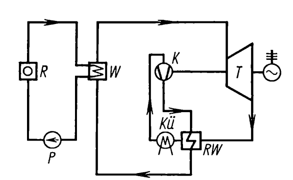
Fig. **639.2** zeigt einen offenen Gasturbinenprozeß ohne Wärmetauscher. Luft als Kühl- und Arbeitsmittel wird von der Atmosphäre angesaugt, im Kompressor (*K*) verdichtet, im Reaktor (*R*) erwärmt und in der Turbine (*T*) entspannt. Vorteil: Einfachheit der Anlage. Nachteile: Die aus der Turbine austretende Luft ist stark radioaktiv und muß vor dem Abblasen in die Atmosphäre sorgfältig gereinigt werden. Graphit verträgt sich nicht mit heißer Luft; es muß deshalb teures BeO als Moderator verwendet werden.



639.4 Geschlossener Gasturbinenprozeß ohne Wärmetauscher. *K* Kompressor, *Kü* Kühler, *R* Reaktor, *RW* Regenerativ-Wärmetauscher, *T* Turbine

Einen offenen Gasturbinenprozeß mit Wärmetauscher zeigt Fig. **639.3**. Im Primärkreislauf sorgt eine Umwälzpumpe (*P*) für den Gasumlauf durch Reaktor (*R*) und Wärmetauscher (*W*). Vorteile: Kühl- und Arbeitsmittel können verschieden sein. Keine Verseuchung des Turbinenkreislaufs. Nachteile: Größerer Bauaufwand; Temperaturverlust im Wärmetauscher; schlechterer Wirkungsgrad.

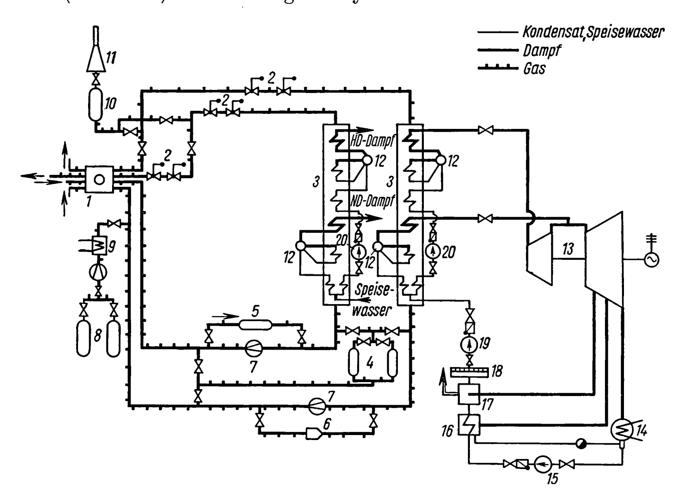
In Fig. **639.4** ist ein geschlossener Gasturbinenprozeß ohne Wärmetauscher dargestellt. Es können weniger korrosiv wirkende und thermodynamisch günstigere Gase als Luft verwendet werden. Durch einen Regenerativwärmetauscher (*RW*) und einen Kühler (*Kü*) wird das in den Kompressor eintretende Gas abgekühlt. In Fig. **639.5** ist der geschlossene Gasturbinenprozeß mit Wärmetauscher abgebildet.



639.5 Geschlossener Gasturbinenprozeß mit Wärmetauscher. *K* Kompressor, *Kü* Kühler, *R* Reaktor, *P* Pumpe, *RW* Regenerativ-Wärmetauscher, *T* Turbine, *W* Wärmetauscher

Gaskühlung — Dampfturbine. (Calder Hall). Es besteht auch die Möglichkeit, den Reaktor mit Gas zu kühlen und mit dem erhitzten Gas in einem Wärmetauscher Dampf zu erzeugen. Aus technischen und wirtschaftlichen Gründen ist für einen solchen Reaktor CO_2 das günstigste Kühlmittel (s. 3.424 3). Der Prototyp einer derar-

tigen Anlage ist das englische Atomkraftwerk Calder Hall. Der gesamte Gasstrom ist hier in vier Kreisläufe aufgeteilt, von denen je zwei eine Turbine mit Dampf versorgen. In Fig. **640.1** ist eine Hälfte der Anlage dargestellt. Jeder Kreislauf hat einen Wärmetauscher, in dem nach dem Zweidruckprozeß Hoch- und Niederdruckdampf erzeugt wird (s. 3.427 2). Zur Füllung des Systems wird das in vier Füllbehältern ge-



640.1 Zweidruckkreislauf von Calder Hall. 1 Reaktor, 2 Sicherheitsventile, 3 Wärmetauscher, 4 Trocknungsanlage, 5 Filter, 6 Zyklon, 7 CO_2-Gebläse, 8 Füllbehälter, 9 Dampfbeheizter Wärmetauscher, 10 Filter für Entleeren, 11 Kamin, 12 Abscheidetrommeln, 13 Turbine, 14 Kondensator, 15 Kondensatpumpe, 16 Speisewasservorwärmer, 17 Mischvorwärmer mit Entgasung, 18 Speisewasserbehälter, 19 Speisewasserpumpe, 20 Hochdruckpumpe

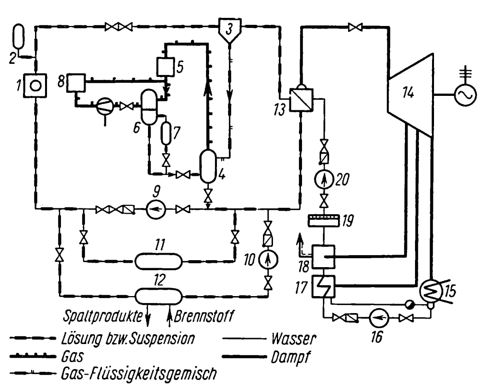
speicherte, flüssige CO_2 durch dampfbeheizte Wärmetauscher gepumpt und verdampft. Zur Entfernung der Feuchtigkeit wird im Nebenschluß kontinuierlich ein Teil des Gasstroms durch eine Trocknungsanlage geschickt. Diese besteht aus zwei mit aktivierten Al-Absorbern gefüllten Behältern. Es ist immer nur ein Behälter im Gebrauch; der andere wird während dieser Zeit durch Wärme reaktiviert. Zur Reinigung des Gases von festen Teilchen werden dauernd 2 % des Gasstroms über Zyklone und Filter geleitet. Sollte sich durch Überhitzung oder Überladung mit CO_2 ein Überdruck einstellen, so wird dieser durch die Sicherheitsventile abgeblasen. Bei der Entleerung des Systems wird das Gas über Filter durch einen Kamin abgeblasen.

3.426 3 Homogene Reaktoren

Bei homogenen Reaktoren ist der Brennstoff im Moderator und Kühlmittel (D_2O) als Lösung oder Suspension enthalten. Grundsätzlich unterscheidet man zwei Typen:

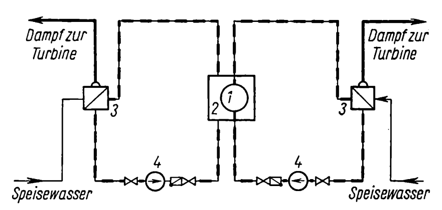
a) Ein-Zonen Reaktor (single-region reactor). Die Brennstofflösung oder Suspension wird durch eine Umwälzpumpe von unten in den Reaktor eingespeist (Fig. **641.1**) und beim Durchfließen des Reaktorgefäßes aufgeheizt. Ein elektrisch beheizter Druckhaltebehälter hält den Reaktordruck (etwa 140 at) konstant, so daß keine Verdampfung eintreten kann. Die aus dem Reaktor austretende Lösung oder Suspension durchströmt einen Gasabscheider und einen Wärmetauscher, in dem Dampf erzeugt wird. Im Gasabscheider werden durch Radiolyse aus D_2O entstandene Gase (D_2 und O_2)

sowie gasförmige Spaltprodukte entfernt. Die aus dem Gasabscheider austretenden Gase strömen über einen Abscheidebehälter, in dem mitgerissene Brennstofflösung bzw. Suspension zurückgehalten werden, in die Rekombinationsanlage, wo sie durch Katalyse zu D_2O vereinigt werden. Der entstehende Dampf wird in einem Kühler auf etwa 90 °C abgekühlt und kondensiert. Das Kondensat läuft entweder direkt in den Abscheidebehälter zurück oder wird zum Teil in einem Kondensattank gespeichert. Im Abscheidebehälter mischen sich abgeschiedene Brennstofflösung und Kondensat. Die Mischung fließt der Saugseite der Umwälzpumpe zu. Durch geeignete Aufteilung des Kondensats auf Abscheidebehälter und Kondensattanks kann die Brennstoffkonzentration und somit die Betriebstemperatur beeinflußt werden. Ein Teil der Gase wird zum Entfernen gasförmiger Spaltprodukte kontinuierlich durch Adsorber geleitet. Zum Füllen und Entleeren der Anlage ist ein Ablaßbehälter vorhanden. In einer chemischen Wiederaufbereitungsanlage werden die nichtgasförmigen Spaltprodukte aus dem Kreislauf entfernt und neuer Brennstoff zugesetzt.



641.1 Kreislauf für einen homogenen Einzonenreaktor. 1 Reaktor, 2 Druckhaltebehälter, 3 Gasabscheider, 4 Abscheidebehälter, 5 Rekombinationsanlage, 6 Kühler, 7 Kondensattank, 8 Adsorber, 9 Umwälzpumpe, 10 Dosierpumpe, 11 Ablaßbehälter, 12 Wiederaufbereitungsanlage, 13 Wärmetauscher (Verdampfer), 14 Turbine, 15 Kondensator, 16 Kondensatpumpe, 17 Vorwärmer, 18 Mischvorwärmer mit Entgasung, 19 Speisewasserbehälter, 20 Speisewasserpumpe

b) Zwei-Zonen-Reaktor (two-region reactor). Der Zwei-Zonen-Reaktor besteht aus einem Kern, der spaltbares Material in Lösung oder als Suspension enthält, und aus einer Hülle mit Brutmaterial. Um aus Kern und Hülle die erzeugte Wärme abführen zu können, sind zwei Kreisläufe nötig, von denen jeder mit einem Wärmetauscher zur Dampferzeugung ausgerüstet ist. Die Anordnung ist in Fig. **641**.2 skizziert. Die Hilfskreisläufe sind, jeweils für Kern- und Hüllenkreislauf, ähnlich wie beim Ein-Zonen-Reaktor.



641.2 Doppelkreislauf für Zweizonenreaktor, 1 Reaktorkern, 2 Reaktorhülle, 3 Wärmetauscher, 4 Umwälzpumpen

3.427 Beziehungen zwischen Reaktor und Turbinenkreislauf

3.427 1 Allgemeines

Aufstellung. Bei der Planung eines Atomkraftwerks soll darauf geachtet werden, daß die Verbindungswege zwischen Reaktor und Wärmetauscher klein sind. Dadurch erzielt man raschen Wärmetransport und somit schnelles Ansprechen der Reaktorleistung auf Laständerungen der Turbine. Außerdem wird so die im System gespeicherte Energie klein gehalten, die im Schadensfall frei werden kann.

Um das strahlengefährdete Gebiet einer Reaktoranlage auf möglichst kleinen Raum

zu beschränken, schaltet man vielfach zwischen Reaktor und Turbinen Wärmetauscher. Der radioaktive „heiße" Teil der Anlage — Primärkreislauf mit Reaktorkessel und Wärmetauschern — ist in einem dicken Betonmantel eingeschlossen, während die Turbinen auch im Betrieb zugänglich bleiben. Kühlmittel, deren radioaktive Isotope eine nur geringe Halbwertszeit haben, und Vollentsalzung des Speisewassers vermindern die Gefahr induzierter Radioaktivität. Bei Na-Kühlung wird ein zusätzlicher Na-Kreislauf zwischen den Reaktor- und Turbinenkreislauf geschaltet.

Arbeitet eine Anlage im direkten Kreislauf (single-cycle), so ist auch die verseuchte Turbine durch Betonwände nach außen hin abzuschirmen. An allen Stellen eines Atomkraftwerks, die von Menschen betreten werden, muß eine genügende Anzahl Meßinstrumente angebracht sein, welche die Stärke der radioaktiven Strahlung genau anzeigen.

Betriebsweise. Normalschaltung. Grundsätzlich bestehen für die Ausnutzung der im Reaktor erzeugten Energie in Kraftmaschinen zwei Möglichkeiten. Entweder wird das Kühlmittel (Dampf oder Gas) direkt durch die Turbine geschickt, oder man schaltet Wärmetauscher zwischen Reaktor und Turbine, so daß ein Sekundärkreislauf entsteht, in dem Wasser verdampft und womöglich überhitzt wird („closed cycle"). Überhitzung ist nur dann rentabel, wenn das Kühlmittel am Reaktoraustritt genügend hoch aufgeheizt ist (Na- oder Gaskühlung). Bei Druck- oder Siedewasserreaktoren wäre nur schwache Überhitzung möglich, die den damit verbundenen Aufwand nicht rechtfertigt, es sei denn, man entschließt sich zu Fremdüberhitzung durch Öl- oder Kohlefeuerung. Der Gasturbinenprozeß, bei dem erst mit Turbineneintrittstemperaturen oberhalb 600 °C brauchbare Wirkungsgrade erzielt werden, verlangt Reaktortemperaturen, die man technisch zur Zeit nur schwer beherrscht. Er wird jedoch in Zukunft interessant werden.

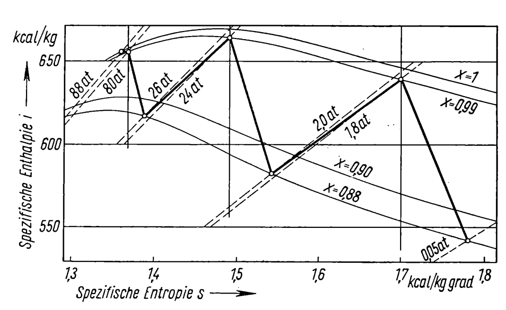
Notbetrieb. Fällt während des Betriebs die Stromversorgung für die Hilfsantriebe vollständig aus, so kann ein auf der Turbinenwelle angeordneter Hilfsgenerator eine Umwälzpumpe für das Reaktorkühlmittel antreiben, solange die im Turbogenerator gespeicherte Trägheitsenergie ausreicht. Dadurch wird ein Zwangsumlauf des Kühlmittels aufrechterhalten, bis die Leistung des Reaktors so weit gesunken ist, daß die dann noch entwickelte Wärme durch Naturumlauf abgeführt werden kann. Da der Gesamtkreislauf bei großen Anlagen mit Rücksicht auf die Größe von Pumpen, Rohrleitung und Wärmetauschern in mehrere Teilkreisläufe aufgeteilt werden muß, kann bei Ausfall eines solchen Teilkreislaufs die Turbine mit Teillast weiterfahren. Jede Reaktoranlage wird mit einer Schutzkuppel aus Stahl umgeben, die so ausgelegt ist, daß sie bei einem eventuellen Aufreißen des Primärteils den dabei auftretenden Druck auffangen kann.

3.427 2 Turbine

Radioaktivität. Wenn zwischen Reaktor und Turbine ein Wärmetauscher geschaltet ist, besteht praktisch keine Gefahr radioaktiver Verseuchung der Turbine. Dagegen wird beim direkten Kreislauf Radioaktivität in die Turbine eingeschleppt. Beim Dampfbetrieb bleibt diese wahrscheinlich gering, wenn es gelingt, das Speisewasser extrem gut aufzubereiten, dem Reaktor möglichst trockenen Dampf zu entnehmen und Spalt- bzw. Korrosionsprodukte dem Dampfkreislauf fernzuhalten. Diese Umstände erlauben es, daß schon wenige Stunden nach Abstellen der Anlage die Turbine für Reparaturen zugänglich ist und geöffnet werden kann.

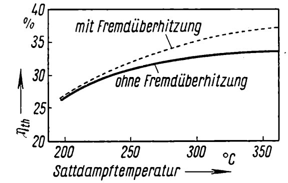
Für eine Gasturbinenanlage mit direktem Kreislauf kommen als Kühl- und Arbeitsmittel vorwiegend Edelgase in Frage. Helium nimmt keine, Argon nur geringe Radioaktivität an.

Sattdampf. Siede- und Druckwasserreaktoren liefern nur Sattdampf. Durch nachfolgende Fremdüberhitzung (Kohle- und Ölfeuerung) können die Gesamtleistung und der Wirkungsgrad solcher Anlagen gesteigert werden. Aber auch Sattdampfprozesse ohne Fremdüberhitzung liefern brauchbare Wirkungsgrade, weil man fast reine Carnot-Prozesse ausführt. Da bei der Entspannung in der Turbine der Wassergehalt des Dampfes zunimmt und ein Gehalt von 12 % (x = Masse des trocken gesättigten Dampfes/Masse des Dampfes und der in ihm schwebenden Wassertröpfchen = 0,88) nicht überschritten werden soll, muß der Dampf ein- oder mehrmals getrocknet werden. Eine solche Trocknung wäre durch Zwischenüberhitzung möglich; dabei müßte man erhebliche Wärmemengen bei niedrigerer Temperatur zuführen, wodurch der Gesamtwirkungsgrad der Anlage fiele. Man zieht deshalb mechanische Entwässerung in- oder außerhalb der Turbine vor. Bei der Abscheidung innerhalb der Turbine werden die Wassertröpfchen vom Laufrad durch Zentrifugalwirkung nach außen geschleudert und durch Bohrungen in der Gehäusewand abgezogen. Abscheidung außerhalb der Turbine erfolgt durch Zyklone. Nachteilig ist dabei der relativ hohe Druckabfall. Vollkommene Rückführung zur Sattdampfgrenze ($x = 1$) ist nicht möglich, aber ein Wassergehalt von 1 % ($x = 0{,}99$) kann durchaus erreicht werden. Fig. **643.1** zeigt einen solchen Entspannungsverlauf im Mollier-Diagramm.



643.1 Naßdampfentspannung mit zweimaliger Trocknung in einer Turbine (Mollier-Diagramm). x = Spezifischer Dampfgehalt = Masse des trocken gesättigten Dampfes/Masse des Dampfes + Masse der in ihm schwebenden Wassertröpfchen

In Fig. **643.2** sind die Wirkungsgrade von Siedewasserreaktoranlagen mit und ohne Fremdüberhitzung über der Sattdampftemperatur aufgetragen. Die Überhitzungstemperatur wird dabei jeweils so gewählt, daß bei der Entspannung auf 0,05 at die Dampffeuchtigkeit 12 % ($x = 0{,}88$) erreicht ist. Untersuchungen haben gezeigt, daß Sattdampfprozesse mit Wasserabscheidung nur unterhalb einer Sattdampftemperatur von etwa 270 °C wirtschaftlich sind, da darüber hinaus die zunehmend aufwendigere Wasserabscheidung die Wirkungsgradsteigerung stark abschwächt.



643.2 Wirkungsgrade von Sattdampfprozessen (auf die Turbine bezogen, Speisewasservorwärmung optimal, Kondensatordruck 0,05 at)

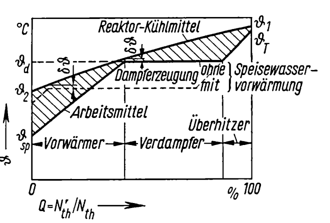
Zweidruckprozesse. Die erreichbare Verdampfungstemperatur ϑ_d und die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von den Temperaturverhältnissen im Kühlmittelkreislauf des Reaktors und im Turbinenkreislauf bei der Dampferzeugung im Wärmetauscher übersieht man am besten, wenn man die Temperatur des Kühlmittels (ϑ_1 am Reaktoraustritt, ϑ_2 am Reaktoreintritt) und die Temperatur des Arbeitsmittels (ϑ_T vor der Turbine, ϑ_{sp} nach Speisewasservorwärmung längs des Wärmetauschvorganges verfolgt. Man trägt zu diesem Zweck als Abszisse den bei Durchströmen des Wärmetauschers abgegebenen Bruchteil $\mathcal{N}'_{th}/\mathcal{N}_{th} = Q$ der gesamten Wärmeleistung $\mathcal{N}_{th}$ auf, als Ordinate die Temperatur des Kühlmittels bzw. des Arbeitsmittels (Fig. **644.1**).

Ist der gesamte Kühlquerschnitt im Reaktor F_{KR} und die Kühlmittelgeschwindigkeit w,

so ist die vom Kühlmittel (Dichte ϱ, spez. Wärme c_p) im Reaktor zwischen ϑ_2 und ϑ_1 aufgenommene Wärmeleistung

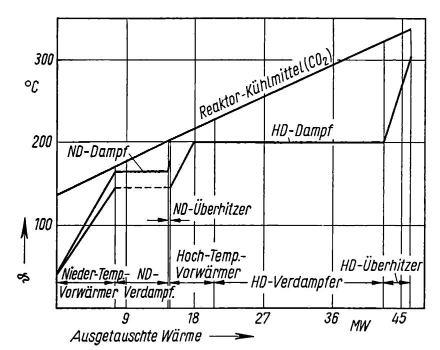
$$\mathcal{N}_{\text{th}} = F_{KR} \cdot w \cdot \varrho \cdot c_p(\vartheta_1 - \vartheta_2). \tag{31}$$

Bei gleicher Leistung ist also für ein Kühlmittel mit großer spezifischer Wärme (z. B. Wasser) die Temperaturdifferenz $(\vartheta_1 - \vartheta_2)$ klein und die Kennlinie (ϑ_2 bis ϑ_1) im $\vartheta - \mathcal{N}_{\text{th}}'/\mathcal{N}_{\text{th}}$-Diagramm flach, für solche mit kleinem c_p (z.B. CO_2) die Temperaturdifferenz groß und die Kennlinie steil. Da aber insbesondere bei H_2O-Reaktoren der Kühlrohrquerschnitt F_{KR} nicht beliebig groß gemacht werden kann, andererseits die Kühlmittelgeschwindigkeit w zur Erzielung einer hohen Wärmeübergangszahl so hoch wie wirtschaftlich vertretbar gewählt werden muß, bestimmen bei vorgegebener Leistung neben c_p auch die Größen F_{KR} und w die Aufwärmspanne $\vartheta_1 - \vartheta_2$.



644.1 Temperatur-Wärmeübergang-Diagramm der Dampferzeugung bei einem Eindruckprozeß

Die Kennlinie des Arbeitsmittels wird durch die untere Kurve in Fig. **644.1** dargestellt. Bei geringer Speisewasservorwärmung (ausgezogene Kurve) und geringer Temperaturdifferenz $\delta\vartheta$ zwischen Kühlmittel und Arbeitsmittel (Wasser) am Eintritt in den Verdampferteil des Wärmetauschers erhält man eine höhere Verdampfungstemperatur (und damit höheren Wirkungsgrad) als bei hoher Speisewasservorwärmung (gestrichelte Kurve). Geringe Speisewasservorwärmung verringert allerdings den Wirkungsgrad des Kreislaufs, und kleines $\delta\vartheta$ erfordert große Kühlflächen. Diese Effekte müssen bei optimaler Auslegung gegeneinander abgewogen werden.



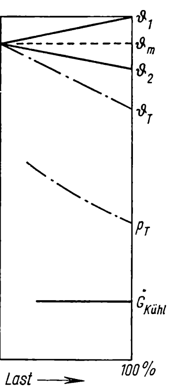
644.2 Temperatur-Wärmeübergang-Diagramm der Dampferzeugung bei einem Zweidruckprozeß (Calder Hall I)

Die flache Kühlmittellinie des Wassers erklärt auch, warum bei Wasserreaktoren keine Eigenüberhitzung durchgeführt wird. Die erreichbare Überhitzung wäre gering und würde den Aufwand nicht rechtfertigen. Die in Fig. **644.1** schraffierte Fläche zwischen der Kühlmittellinie ϑ_1/ϑ_2 und der Verdampfungskurve $\vartheta_T/\vartheta_{sp}$ gibt qualitativ die Verluste im Wärmetauscher an. Diese Fläche wird ein Minimum, wenn die Verdampfungskurve sich möglichst eng an die Kühlmittellinie anschmiegt. Bei steiler Charakteristik erreicht man dies durch einen Zweidruckprozeß, wie er etwa bei dem englischen Atomkraftwerk Calder Hall durchgeführt wird (Fig. **644.2**, s. auch 3.428 5, Fig. **656.1**).

Der Zweidruckprozeß zerfällt in einen Hoch- und einen Niederdruckteil, wobei man am Turbineneintritt wesentlich höhere Drücke erreichen kann, als dies beim Eindruckprozeß möglich wäre. Jeder Teil hat einen Vorwärmer, Verdampfer und Überhitzer. Der Hochdruckdampf wird in der Turbine bis zum Frischdampfdruck des Niederdruckdampfes entspannt, dann mit diesem gemischt und in den Niederdruckteil der Turbine eingespeist (s. 3.426 2, Fig. **640.1**). Das Verhältnis Hochdruckdampf/Niederdruckdampf beeinflußt den Wirkungsgrad nur wenig, dagegen stark die Endfeuchtigkeit des Dampfes beim Austritt aus der Turbine. Die Untersuchung für die Calder-

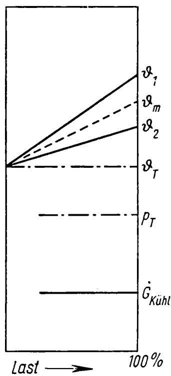
Hall-Anlage von W. R. Wootton[1]) hat ergeben, daß man mit einem Anteil von 50 % Hochdruckdampf eine Endfeuchtigkeit von 15 %, mit einem Hochdruckdampfanteil von 90 % dagegen eine Endfeuchtigkeit von 8 % erreicht. Ein möglichst hoher Hochdruckdampfanteil begünstigt ferner die Regelbarkeit; auch werden die Dimensionen der Rohrleitungen und Armaturen des Niederdruckteiles kleiner.

Mit dem Zweidruckprozeß werden höhere Wirkungsgrade als mit dem Eindruckprozeß erzielt. In Calder-Hall erreicht man eine Steigerung von 26 % auf 28 %. Allerdings entstehen zusätzliche Kosten durch Vergrößerung der Heizflächen. Auch hier muß eine optimale Auslegung ermittelt werden.



645.1 Selbstregeln eines flüssigkeits- oder gasgekühlten Reaktors durch konstante mittlere Moderatortemperatur. Druck p_T und Temperatur ϑ_T vor der Turbine fallen bei Laststeigerung. ϑ_1, ϑ_2 = Temperatur am Austritt bzw. Eintritt des Kühlmittels in den Reaktor. ϑ_m = Moderatortemperatur = mittl. Kühlmitteltemperatur

Einfluß der Regelung des Reaktors auf den Sekundärkreislauf. Leistungsreaktoren sind immer mit einem negativen Temperaturkoeffizienten ausgelegt. Bei Reaktoren, in denen das Kühlmittel die Phase nicht ändert (Gas, flüssiges Metall, Druckwasser), werden nämlich in diesem Falle Leistungsschwankungen vom Reaktor selbst ausgesteuert. Dabei werden die Leistungsänderungen des Reaktors sowohl beim Frequenzfahren als auch beim Fahrplanfahren von den Leistungsschwankungen der Turbine ausgelöst. Beim Fahrplanfahren kann die Leistung auch vom Reaktor vorgeschrieben werden. Bei einer bestimmten Turbinenleistung $\mathcal{N}_0$ sei die Kühlmitteltemperatur beim Eintritt in den Reaktor ϑ_{20} und beim Austritt ϑ_{10}. Die mittlere Kühlmitteltemperatur ist somit $\vartheta_{m0} = (\vartheta_{10} + \vartheta_{20})/2$; sie entspricht der mittleren Moderatortemperatur, die allein vom negativen Temperaturkoeffizienten über den Lastbereich annähernd konstant gehalten wird. Wird z. B. die Turbinenleistung von $\mathcal{N}_0$ auf $\mathcal{N}_1$ erhöht, so muß dem Arbeitsmittel im Wärmetauscher mehr Wärme zugeführt werden. Da der Reaktor aber nur die Wärmemenge für $\mathcal{N}_0$ abgibt, wird die zusätzliche Wärmemenge dem Kühlmittel entzogen, wodurch ϑ_2 sinkt. Wegen $\vartheta_{21} < \vartheta_{20}$ wird $\vartheta_{m1} < \vartheta_{m0}$. Dadurch wird der Reaktor überkritisch ($k_{\text{eff}} > 1$) und fährt sich selbst hoch, bis wieder die frühere mittlere Kühlmitteltemperatur ϑ_{m0} erreicht ist ($k_{\text{eff}} = 1$ und $\Delta k = 0$). Für eine Lastsenkung gilt sinngemäß das gleiche. Die Regelstäbe selbst dienen daher nur zur Dämpfung von eventuellen auftretenden Schwingungen und zum Aussteuern von Temperatureffekten (kalt-warm), des Abbrandes und der Xenon-Vergiftung bei Laständerungen. Eine graphische Darstellung des erwähnten Regelprogramms (Fig. **645.1**) zeigt folgendes: Hält man die Kühlmittel-Stromstärke $\dot{G}_{\text{Kühl}}$ und die Kühlfläche $F_{\text{Kühl}}$ des Wärmetauschers konstant und setzt voraus, daß die Wärmedurchgangszahl ebenfalls konstant ist, so ändern sich bei Laständerungen die mittlere logarithmische Temperatur des Wärmetauschers und damit Temperatur und Druck vor der Turbine ϑ_T bzw. p_T.



645.2 Konstanthalten der Turbineneintrittsbedingungen p_T, ϑ_T bei Flüssigkeits- und Gasreaktoren. Bei Laständerungen muß durch Verstellen der Regelstäbe die mittlere Kühlmitteltemperatur ϑ_m erhöht werden.

Von den weiterhin möglichen Variationen des Regelprogramms sei nur die in Fig. **645.2** dargestellte erwähnt. Hält man Kühlmittel-Stromstärke $\dot{G}_{\text{Kühl}}$ und Temperatur vor der Turbine ϑ_T konstant, so bleibt bei Änderung der Last auch zwangsläufig p_T

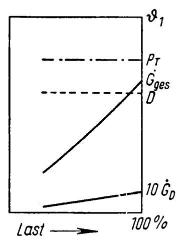
[1]) Wootton, W. R., JBNEC. **2** (1957), 168.

konstant, während sich ϑ_m, ϑ_1 und ϑ_2 ändern. Da nun ϑ_m über den Leistungsbereich variabel ist, müssen bei Laständerung die Regelstäbe betätigt werden. Bei Ausfall der Regelung würde der Reaktor wieder das Regelprogramm $\vartheta_m = \text{const}$ fahren, und zwar bei der mittleren Kühlmittel- bzw. Moderatortemperatur, bei der die Regelung ausfiel.

Ein grundsätzlich anderes Verhalten zeigen Siedewasserreaktoren, da das Kühlmittel bei der Verdampfung seine Phase und somit die Moderiereigenschaften ändert. Dem Gleichgewichtszustand ($\Delta k = 0$, $\mathcal{N}_{th} = \text{const}$) eines Siedewasserreaktors entspricht ein bestimmter Dampfanteil D_0 im Reaktor. Öffnet man zur Leistungserhöhung das Regelventil an der Turbine, so sinkt der Druck, und mehr Wasser dampft aus. Der Dampfanteil wächst auf $D_0 + \Delta D$, die Moderierung verschlechtert sich und die Leistung des Reaktors fällt ab. Die Reaktorleistung würde also sinken, wenn sie steigen soll und umgekehrt, d. h. der Reaktor steuert Laständerungen nicht selbst aus, sondern muß fremdgesteuert werden.

Bei Anlagen mit direktem Kreislauf gibt es für die Regelung im wesentlichen vier Möglichkeiten.

a) Veränderung des Reaktorkühlmitteldurchsatzes. Das aus dem Reaktorkern austretende Dampf-Wasser-Gemisch wird in der Abscheidetrommel getrennt. Die je Zeiteinheit abgeschiedene Wassermenge $\dot{G}_W$ vermischt sich mit der Kondensatstromstärke $\dot{G}_D$ zur Gesamtstromstärke $\dot{G}_{ges}$ und wird in den Reaktor zurückgepumpt. Bei einem bestimmten Leistungspegel $\mathcal{N}_0$ ist $\Delta k = 0$; der prozentuale volumetrische Dampfanteil beim Austritt aus dem Reaktorkern D_0 muß über den Leistungsbereich konstant bleiben. Will man nun die Turbinenleistung $\mathcal{N}_0$ um $\Delta\mathcal{N}$ erhöhen, so muß dazu proportional der Dampfstrom $\dot{G}_{0D}$ um $\Delta\dot{G}_D$ gesteigert werden. Würde man $\dot{G}_{0\,ges}$ nur um $\Delta\dot{G}_D$ erhöhen, so wäre der neue Dampfanteil $D > D_0$, Δk würde negativ und die Reaktorleistung fiele ab. Um dies zu vermeiden, wird der Wasserumlauf durch gleichzeitige Erhöhung von $\dot{G}_{0W}$ um $\Delta\dot{G}_W$ so gesteigert, daß der gebildete Dampf schneller abgeführt und kurzzeitig $D < D_0$ wird. Dies ergibt positives Δk und Erhöhung der Reaktorleistung. Hat sich das Gleichgewicht wieder eingestellt, dann ist $\Delta k = 0$ und $D = D_0$. Bei diesem Regelprogramm bleibt also D_0 über den Leistungsbereich konstant, ebenso ϑ_1, ϑ_2 und p_T (Fig. **646.1**). Sind d (spez. Dampfverbrauch = Dampfmenge je Leistungs- und Zeiteinheit), $\mathcal{N}_{el}$ (elektrische Leistung) v_D und v_W (spez. Volumen des Dampfes und des Wassers) und D_0 gegeben, so kann man die dazugehörige Kühlmittelstromstärke $\dot{G}_{ges}$ errechnen aus:



646.1 Regelung eines Siedewasserreaktors durch Variieren der umlaufenden gesamten Wasser- und Dampfmenge $\dot{G}_{ges}$ bei konstantgehaltenem Dampfgehalt am Reaktoraustritt

$$\dot{G}_D = \mathcal{N}_{el} \cdot d, \tag{32}$$

$$D_0 = \frac{\dot{G}_D \cdot v_D}{\dot{G}_D \cdot v_D + \dot{G}_W \cdot v_W}, \tag{33}$$

$$\dot{G}_{ges} = \dot{G}_D + \dot{G}_W. \tag{34}$$

Aus Gl. (32) bis Gl. (33) ergibt sich:

$$\dot{G}_{ges} = \mathcal{N}_{el} \cdot d \left(1 + \frac{v_D(1 - D_0)}{v_W \cdot D_0}\right). \tag{35}$$

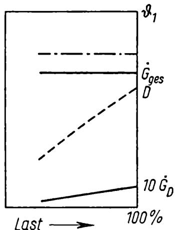
Die Kühlmittelstromstärke wird durch die Pumpendrehzahl über regelbare Motoren oder dazwischengeschaltete Getriebe bestimmt. Die Impulsgebung zur Regelung hat in den Druckschwankungen bei Laständerung ihren Ursprung. Man schätzt den damit regelbaren Leistungsbereich von 25 bis 100 % Last.

b) Verstellen der Regelstäbe. Bei Lastzunahme z. B. werden die Regelstäbe, gesteuert durch den Druck, weiter herausgezogen. Δk wird positiv, und der Reaktor fährt hoch. D ändert sich über den Lastbereich proportional zur Reaktorleistung; ϑ_1, ϑ_2 und $\dot{G}_{ges}$ bleiben konstant (Fig. 647.1). Der Dampfanteil D beträgt

$$D = \frac{1}{1 + \frac{v_W}{v_D}\left(\frac{\dot{G}_{ges}}{\mathcal{N}_{el} \cdot d} - 1\right)}. \tag{36}$$

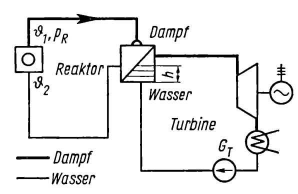
c) Doppelkreislauf („dual-cycle"). Das Verfahren mit Doppelkreislauf kann man als Kombination des Siede- und Druckwassersystems ansehen. Es vereinigt den guten Wirkungsgrad von Siedewasserreaktoren mit den günstigen Regeleigenschaften von Druckwasserreaktoren (s. a. 3.426 1).

Etwa die Hälfte des benötigten Dampfes wird innerhalb des Reaktors durch Sieden erzeugt. Den Rest erhält man dadurch, daß man Wasser mit Sattdampftemperatur dem Reaktor entnimmt und in einem Drosselventil entspannt. Dabei werden 8 bis 9% des Wassers verdampft. Der Dampf strömt in den Niederdruckteil der Turbine, das restliche, nun unterkühlte Wasser wird in den Reaktor zurückgepumpt. Steigt die Turbinenleistung, wird der Durchsatz durch das Drosselventil entsprechend vergrößert, damit aber auch die in den Reaktor zurückfließende Wassermenge. Wegen der Unterkühlung durchläuft das Wasser nun eine größere Strecke im Reaktor, bis es wieder Verdampfungstemperatur erreicht hat, und die Verdampfung beginnt. Dadurch wird der Dampfanteil D geringer, Δk positiv, und Reaktorleistung und Dampferzeugung steigen. Wenn der Gleichgewichtszustand wieder erreicht ist, müssen sich Dampf- und Wasserdurchsatz so angeglichen haben, daß der Dampfanteil auf den alten Wert D_0 gestiegen und $\Delta k = 0$ ist.



647.1 Regelung eines Siedewasserreaktors durch Verstellen der Regelstäbe. Die Umlaufmenge $\dot{G}_{ges}$ bleibt konstant

d) Abblasen. Die Reaktorleistung wird auf dem Wert der Normallast konstant gehalten. Bei Lastsenkung bläst der überschüssige Dampf in einen Hilfskondensator ab. Dieses Verfahren ist bei häufigem Teillastbetrieb mit so großen Verlusten verbunden, daß es praktisch nicht in Frage kommt.



647.2 Schema eines Siedewasserreaktors mit geschlossenem Kreislauf. Regelung bei konstanten Turbineneintrittsverhältnissen durch Verändern des Wasserstandes im Sekundärteil) des Wärmetauschers. p_R ist der Druck (zu ϑ_1 gehöriger Sättigungsdruck) im Primärkreislauf

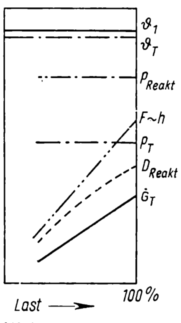
e) Geschlossener Kreislauf. Um bei Leistungsänderungen im geschlossenen Kreislauf (Fig. 647.2) Eintrittstemperatur ϑ_T und Eintrittsdruck p_T an der Turbine konstant zu halten, wird die im Wärmetauscher an den Turbinenkreislauf abgegebene Wärmestromstärke

$$\mathcal{N}_{th} = \alpha_{wd} \cdot F \cdot \Delta \vartheta_m = \dot{G}_T \cdot \Delta i \tag{37}$$

($\dot{G}_T$ = Stromstärke im Turbinenkreislauf, i = spez. Enthalpie des Dampfes) durch Verändern der für den Wärmeübergang zur Verfügung gestellten Heizfläche F dem Bedarf angepaßt, indem man die Höhe h des Wasserspiegels im Wärmetauscher über die Speisepumpe regelt. Schreibt man für $F = h \cdot U$ (U = Summe der Umfänge aller wärmeabgebenden Rohre im Wärmetauscher), so ergibt sich mit den Gln. (32) bis (37) die Abhängigkeit der Höhe h von der elektrischen Leistung $\mathcal{N}_{el}$ zu:

$$h = \frac{\mathcal{N}_{el} \cdot \Delta i \cdot d}{U \cdot \alpha_{wd} \cdot \Delta \vartheta_m}. \tag{38}$$

Die Speisewasserstromstärke wird von den Druckschwankungen im Wärmetauscher gesteuert. Eine Leistungssteigerung z. B. bewirkt einen kurzzeitigen Druckabfall, der eine Erhöhung von h und $\dot{G}_T$ auslöst. ϑ_T und p_T sind über den Lastbereich konstant, F und $\dot{G}_T$ sind proportional der Leistung (Fig. **648.1**).

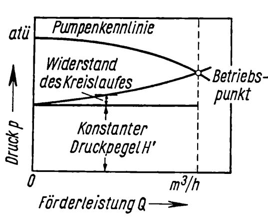


648.1 Regelung eines Siedewasserreaktors durch Verändern des Wasserstandes im Wärmetauscher (nach Fig. **647.2**)

Der Primärkreislauf wird getrennt von der Turbine durch Verstellen der Regelstäbe in Abhängigkeit vom Reaktordruck geregelt. Dabei ändert sich der Dampfanteil D_{Reakt} und die Dampfstromstärke $\dot{G}_{D,\text{Reakt}}$; ϑ_1, ϑ_2, p_2, die Kühlmittelstromstärke durch den Reaktor $\dot{G}_{\text{ges,Reakt}}$ und der Druck im Reaktor bleiben über dem gesamten Lastbereich konstant (Fig. **648.1**).

Bei dieser Art des Konstanthaltens der Dampfzustandsgrößen am Turbineneintritt muß jedoch die Speisepumpenleistung zur Änderung des Wasserspiegels im Wärmetauscher unter Umständen ein Mehrfaches der Speisepumpenleistung betragen, die zur Förderung der für die Maximalleistung der Anlage erforderlichen Wassermenge notwendig ist, insbesondere dann, wenn die Leistungsänderungen schnell erfolgen sollen, etwa in einigen Sekunden.

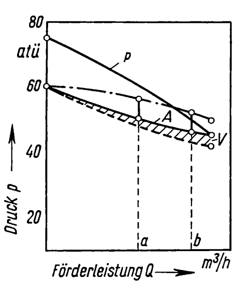
Eine weitere Möglichkeit, die Dampfzustandsgrößen am Turbineneintritt konstant zu halten, wäre, den Druck im Reaktor nicht konstant zu halten, sondern mit fallender Last entsprechend abzusenken. Man wird aber in den meisten Fällen auch bei diesem Reaktortyp die mit der Last variablen Dampfzustandsgrößen am Turbineneintritt in Kauf nehmen.



648.2 Charakteristik einer üblichen Speisepumpe

3.427 3 Druck vor der Turbine und Speisepumpencharakteristik

Bei konventionellen Dampfturbinenanlagen bleibt der Druck vor dem Einlaßventil der Turbine normalerweise über den Lastbereich konstant. Es können dann übliche Speisepumpen mit möglichst flacher Kennlinie verwendet werden; die Änderung der Förderhöhe über den Lastbereich beträgt etwa 15 bis 20 % (Fig. **648.2**). Dagegen ändert sich bei Atomenergieanlagen mit Wärmetauscher zwischen Reaktor und Turbine der Druck vor der Turbine mit der Last, wenn die Heizfläche der Wärmetauscher und der Druck im Reaktorkreislauf ungeändert bleiben. Der Druck vor der Turbine steigt mit sinkender Last bis zum Maximum bei Null-Last, d. h., die Anlage muß für den Druck bei Null-Last berechnet werden. Bei dieser Betriebsweise müssen die sekundären Speisepumpen mit besonders steiler Kennlinie ausgelegt werden.

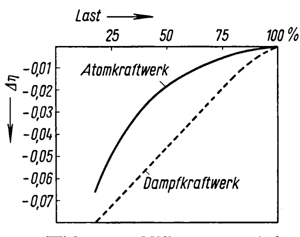


648.3 Charakteristik einer Speisepumpe für Betrieb mit variablem Druck über den Lastbereich

Als Beispiel sei ein Atomkraftwerk mit Druckwasserreaktor oder Siedewasserreaktor mit geschlossenem Kreislauf (konstanter Druck im Reaktor, konstante Heizfläche im Wärmetauscher) angeführt. Bei dieser Anlage beträgt der Sattdampfdruck bei Null-Last 60 atü und bei Voll-Last 42 atü (gestrichelte Kurve in Fig. **648.3**). Mit den Rohrleitungsverlusten (schraffierte Fläche) ergibt sich die Charakteristik A der Anlage (Null-Last 60 atü, Voll-Last 45 atü).

Würde man eine übliche Speisepumpe verwenden (strichpunktierte Linie), so ergäben sich über den Lastbereich eine Anzahl von jeweils zwei einander zugeordneten Punkten, die bei gleicher Ventilstellung verschiedene Förderleistungen zuließen; d. h. die Pumpe würde nicht stabil arbeiten, abgesehen davon, daß bei Voll-Last unnötig hohe Drosselverluste aufträten. Um dies zu vermeiden, muß die Pumpencharakteristik P steiler als die abfallende Charakteristik der Reaktoranlage verlaufen. Der Leerlauf- also auch Auslegungsdruck im System wird allerdings dadurch unerwünscht erhöht.

Eine solche Anlage hat bessere Teillastwirkungsgrade als ein entsprechendes Dampfkraftwerk (s. Fig. **649.**1), da der mit steigendem Druck höhere Prozeßwirkungsgrad bei Teillast den schlechteren Turbinenwirkungsgrad zum Teil kompensiert. Es muß allerdings darauf geachtet werden, daß bei der Entspannung die zulässige Dampfnässe nicht überschritten wird. Wenn man den überschüssigen Druck bei Teillast wegdrosselt, kann die Turbine auch mit konstantem Druck gefahren werden.



649.1 Wirkungsgraddifferenzen zwischen Voll- und Teillast für Atom- und Dampfkraftwerk bei Teillast

3.428 Anlageteile des Primärkreislaufs

3.428 1 Allgemeines

Die bei Atomkraftwerken zu verwendenden Anlageteile des Primärkreislaufs sind den bei Kohlekraftwerken üblichen ähnlich. Es werden jedoch einige besondere Anforderungen an sie gestellt. Sie müssen vor allem der Aktivität des Kühlmittels wegen absolut leckdicht und betriebssicher sein. Als Werkstoff wird in fast allen Fällen korrosionsfester Stahl verwendet. Auf die Besonderheiten dieser Anlageteile soll hier an Hand der bisher veröffentlichten Literatur eingegangen werden.

3.428 2 Wärmetauscher

In der Kernenergietechnik findet man zur Energieübertragung Wärmetauscher mit folgenden Wärmeträgern: Wasser/Wasser, Wasser/siedendes Wasser, Natrium/Natrium—Kalium, Natrium—Kalium/siedendes Wasser, Gas/Wasser.

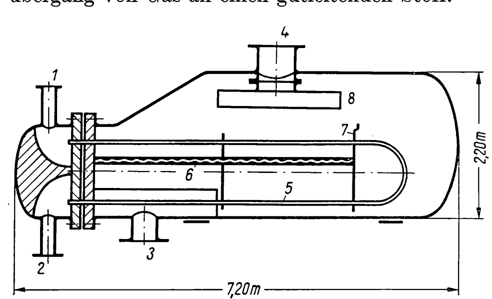
Bei der Konstruktion geeigneter Wärmetauscher sind folgende Maßnahmen und Ausführungen wichtig:

a) Verschweißte Rohrenden: Um absolute Lecksicherheit zu gewährleisten, müssen die Rohrenden eingeschweißt werden.

b) Doppelrohre: Um die beiden wärmeübertragenden Stoffe sicher zu trennen, wie es z. B. zwischen Wasser und Natrium erforderlich ist, werden Doppelrohr-Wärmetauscher angewendet. Bei ihnen werden beide Medien durch zwei konzentrisch übereinandergeschobene Rohre getrennt, die in verschiedenen Rohrböden befestigt sind. Der Spalt zwischen den Rohren ist zur Verbesserung des Wärmedurchgangs und zur sofortigen Feststellung von Undichtigkeiten mit einer gut wärmeleitenden Flüssigkeit, z.B. Quecksilber, gefüllt.

c) Rohre mit Verdrängungskörpern: Soll die Menge des primären Wärmeträgers im Wärmetauscher gering sein, so können in die Rohre Verdrängungskörper eingebaut werden. Dies ist besonders wünschenswert, wenn die Wärme von einem teueren oder gefährlichen Primärträger an einen Stoff schlechter Wärmeübergangszahl übertragen werden soll, wie z. B. von D_2O an H_2O-Dampf, bzw. von Na an H_2O-Dampf.

d) Vergrößerung der wärmeübertragenden Oberfläche durch Aufbringen von Querrippen, Längsrippen oder Nadeln: Die Vergrößerung der wärmeübertragenden Oberfläche wird dann erforderlich, wenn es sich um Wärmeträger mit schlechten Wärmeübergangszahlen handelt. Diese Ausführung ist besonders zweckmäßig beim Wärmeübergang von Gas an einen gutleitenden Stoff.

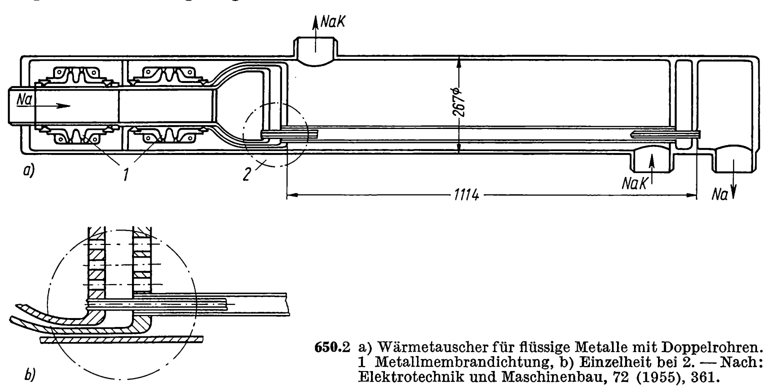


650.1 Querschnitt durch den Dampferzeuger für einen Reaktor mit schwerem Wasser als Wärmeträger. — Nach: Elektrotechnik und Maschinenbau, 72 (1955), 360. 1 D_2O-Eintritt, 2 D_2O-Austritt, 3 Speisewassereintritt, 4 Dampfauslaß, 5 U-Rohre, 6 Verbindungsstäbe, 7 Stützplatten, 8 Feuchtigkeitsabscheider

Von H_2O-Wärmetauschern werden zwar hohe Leistungsdichte und Betriebssicherheit verlangt, man stellt jedoch an sie keine weiteren besonderen Anforderungen, da Wasser bei genügender Reinheit verhältnismäßig wenig Aktivität aufnimmt.

Bei D_2O-Wärmetauschern ist der Inhalt wegen des hohen D_2O-Preises klein zu halten, so daß sich die Konstruktion mit in den Röhren eingebauten Verdrängungskörpern anbietet. Fig. **650.1** zeigt einen D_2O-Wärmetauscher, in dem das schwere Wasser durch U-förmige Rohre fließt und seine Wärme an leichtes Wasser abgibt.

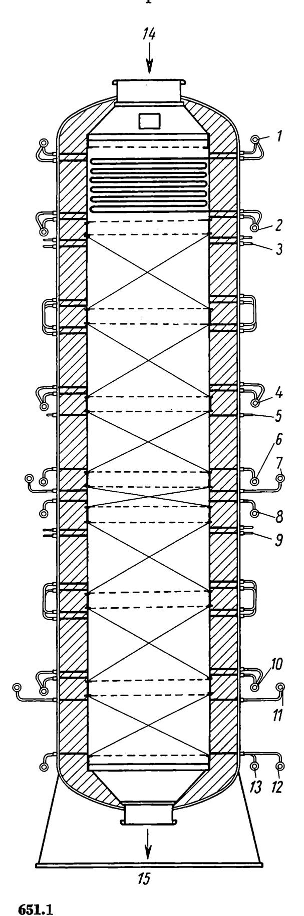
Besondere konstruktive Maßnahmen erfordert der Bau von Tauschern für flüssige Metalle, da sie infolge der hohen Wärmedurchgangszahlen von Alkalimetallen außerordentlich hoch belastbar sind (Fig. **650.2**). Der größte Teil der zur Verfügung stehenden Temperaturdifferenz fällt in die Rohrwand und führt dort zu hohen Wärmespannungen. Die Rohre sind deshalb möglichst dünnwandig zu halten; das verwendete Material muß eine hohe Wärmeleitfähigkeit haben. Bei Na-H_2O-Tauschern werden zur Verhinderung von Na-H_2O-Reaktionen Doppelrohre benutzt. Die Belastung erreicht bei Na-H_2O-Verdampfern ähnliche Werte wie bei Na-Na-Tauschern, während sie bei Na-H_2O-Überhitzern geringer ist.



650.2 a) Wärmetauscher für flüssige Metalle mit Doppelrohren. 1 Metallmembrandichtung, b) Einzelheit bei 2. — Nach: Elektrotechnik und Maschinenbau, 72 (1955), 361.

Gaswärmetauscher erreichen wegen des schlechten gasseitigen Wärmeüberganges gegenüber den anderen Tauschern große Abmessungen und geringe spezifische Leistungen. Dadurch wird der Materialaufwand erheblich. Zur Vergrößerung der Kühl-

fläche werden die Rohre mit Rippen oder Nadeln versehen. Beim Bau der Wärmetauscher ist von vornherein besonders auf Staubfreiheit zu achten, da eingeschleppter Staub im Betrieb aktiv wird und sich nur mit großem Aufwand aus dem Kühlgas herausfiltern läßt. Fig. **651.**1 zeigt die Heizflächenverteilung der in Calder Hall aufgestellten CO_2-H_2O-Wärmetauscher.



651.1
Schnitt durch den Wärmetauscherturm in Calder Hall (s. a. Fig. **656.**1). — Nach: The Journal of the British Nuclear Energy Conference BNEC, April 1957, 178
1 Hochdruck-Überhitzeraustritt,
2 Hochdruck-Überhitzereintritt,
3 Hochdruck-Verdampferaustritt,
4 Hochdruck-Verdampfereintritt,
5 Hochdruck-Hochtemperatur-Vorwärmerauslaß, 6 Hochdruck-Hochtemperatur-Vorwärmereintritt, 7 Niederdruck-Überhitzeraustritt, 8 Niederdruck-Überhitzereintritt, 9 Niederdruck-Verdampferaustritt, 10 Niederdruck-Verdampfereintritt, 11 Niederdruck-Vorwärmeraustritt, 12 Niederdruck-Vorwärmereintritt, 13 Hochdruck-Vorwärmereintritt, 14 CO_2-Eintritt, 15 CO_2-Austritt.

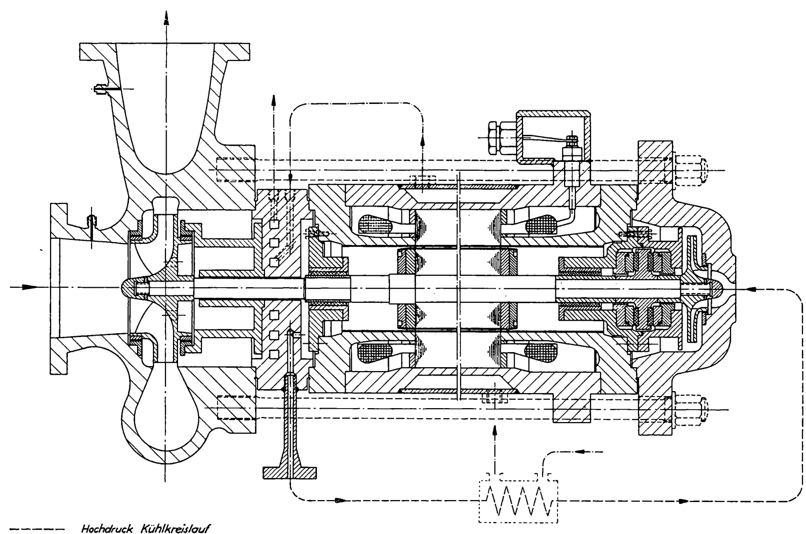
3.428 3 Pumpen

An die für den Primärkreislauf einer Reaktoranlage benötigten Umwälzpumpen werden große Anforderungen in bezug auf Leckdichtigkeit, Betriebssicherheit und Pumpleistung gestellt. Für die verschiedenen Kühlmittel sind geeignete Pumpenausführungen entwickelt worden.

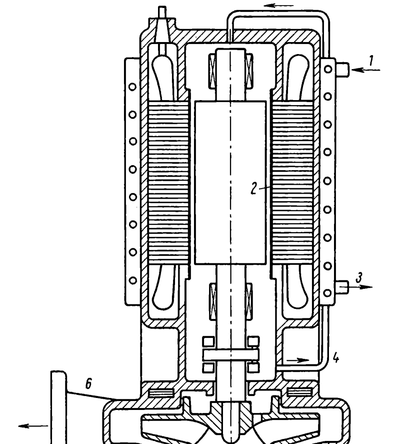
Die Pumpen für Wasser unterscheiden sich durch Art und Ausbildung der Abdichtung des Kühlsystems. Bei der Motorpumpe mit Spaltrohr (canned-motor-pump) Fig. **652.**1 ist der Ständermagnet des Induktionsmotors zum Läufer hin mit einem dünnwandigen Gehäuse (Spaltrohr) verkleidet. Der Stator ist zur Aufnahme des Systemdrucks von einem dickwandigen Mantel umgeben. Der Läuferraum innerhalb des Spaltrohrs ist mit Systemflüssigkeit angefüllt, der Rotor läuft im Wasser. Der Statorraum ist zur Druckübertragung und besseren Wärmeabfuhr mit Öl ausgefüllt. Als Isolationsmaterial wird ein gegen Strahlung stabiler Stoff (Glaswolle) verwendet. Für die Motor- und Pumpenlager dient als Schmiermittel das Wasser des Systems. Um die Lagerbeanspruchungen niedrig zu halten, kann das Wasser auch unter hohem Druck zugeführt werden. Diese Pumpentype wird in den im Bau oder Betrieb befindlichen Reaktoranlagen überwiegend verwendet.

Beim anderen System verwendet man eine Pumpe mit doppelt ausgeführter Balgendichtung längs der Antriebswelle. Zwischen die beiden Dichtungen wird vollständig entsalztes Wasser unter hohem Druck gepumpt. Ein Teil des Wassers gelangt durch die innere Dichtung in das System, der andere tritt durch die äußere an der Welle aus. Zur Begrenzung des Leckwassers und dessen Rückführung in das System müssen besondere Vorkehrungen getroffen werden.

Für Flüssig-Metall-Pumpen gilt als wichtigste Forderung, die Berührung von Luft mit flüssigem Metall zu verhindern. Die Ansprüche, die an solche Dichtungen gestellt werden, sind wegen der chemischen Aktivität der Alkalimetalle und ihrer Oxyde sehr groß. Um Korrosion durch flüssiges Natrium in tragbaren Grenzen zu halten, darf dessen O_2-Gehalt höchstens



652.1 Spaltrohrpumpe für Wasser. Mit freundlicher Genehmigung der Firma Klein, Schanzlin und Becker, Frankenthal, Pfalz



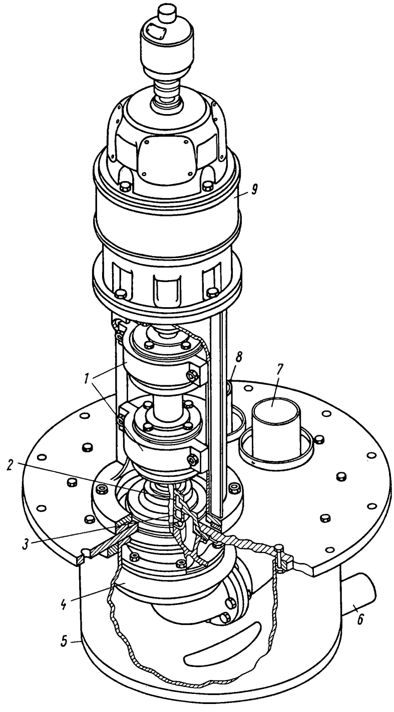
652.2 Mit Spaltrohr gekapselte Motorpumpe. — Nach: Liquid-Metals-Handbook, Sodium Nak Suppl. vom 1. 7. 55. 1 Kühlmitteleintritt, 2 Spaltrohr, 3 Kühlmittelaustritt, 4 Thermische Sperre, 5 Saugstutzen, 6 Druckstutzen

50 ppm betragen. Eine Pumpenwellenpakkung konventioneller Konstruktion, die das flüssige Metall direkt dichtet, genügt daher nicht. Aus diesem Grunde unterscheiden sich Zentrifugalpumpen für flüssige Metalle von den üblichen Höchsttemperaturpumpen durch die Art und Ausbildung der Dichtung.

Motorpumpen mit Spaltrohr (canned-motor-pump, Fig. **652.**2) werden zum Umwälzen von Natrium und Kalium bei Temperaturen bis etwa 830 °C eingesetzt. Dieser Pumpentyp hat sich bereits in Anlagen der chemischen Industrie bewährt. Die Wirkungsweise von Spaltrohrpumpen wurde oben beschrieben. Die konstruktive Auslegung der Lager und die Wahl der Lagerwerkstoffe machen große Schwierigkeiten, da man bei flüssigen Metallen als Schmiermittel große Abnutzung und schnelle Zerstörung der Lagerflächen befürchten muß.

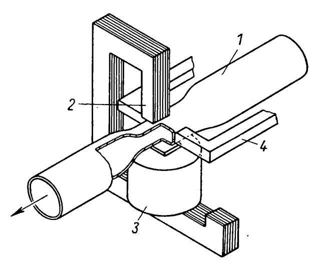
Bei einer anderen Pumpenbauart wird die Direktdichtung von flüssigem Metall dadurch vermieden, daß das eigentliche Pumpengehäuse in einer Trommel mit Schutzgasatmosphäre eingekapselt ist (Fig. **653.**1). Flüssiges Metall, das entlang der Welle aufwärts durch

eine Labyrinthdichtung leckt, läuft in einen Sammeltank, von dem es wieder dem Hauptkreislauf zugeführt werden kann. Die Schutzgasatmosphäre ist durch eine Art Flächenwellendichtung abgedichtet, eine lose Kohlescheibe, die mit einer Feder gegen eine eingearbeitete Wellenfläche gedrückt wird. Da diese Dichtung wenig Schmiermittel benötigt, leckt nach innen nur wenig Öl. Dieses Öl und der flüssige Metalldampf, der nahe der Dichtung kondensiert, werden unmittelbar unter der Flächenwellendichtung von einer eingebauten Falle erfaßt und am weiteren Austreten gehindert. Auch der Gasverlust nach außen ist gering. Diese Pumpen haben den Nachteil, daß der Gasverlust, auch wenn er gering ist, wieder ergänzt werden muß. Auch treten zum Flüssigkeitssystem fortwährend Verunreinigungen durch das Schutzgas (O_2 und H_2O) hinzu. Ferner müssen die Dichtungen in regelmäßigen Zeitabständen überholt werden, da sie sich stark abnutzen.



653.1 Mechanische Pumpe für flüssiges Metall mit Gasdichtung. 1 Lager, 2 Gasdichtung, 3 Kühlkammer, 4 Pumpengehäuse, 5 Gasbehälter, 6 Leckleitung, 7 Saugstutzen, 8 Druckstutzen, 9 Motor

Neben mechanischen Pumpen sind für flüssige Metalle elektromagnetische Pumpen entwickelt worden. Hier wird die elektrische Leitfähigkeit des flüssigen Metalls ausgenutzt, diesem einen Förderdruck aufzuprägen. Nach dem elektromotorischen Prinzip wird auf einen Leiter im magnetischen Feld, der senkrecht zum Feld einen Strom führt, rechtwinklig zur Feld- und Stromrichtung eine Kraft ausgeübt. In der elektromagnetischen Pumpe bildet das flüssige Metall, das durch einen Kanal zwischen den Polen eines Elektromagneten hindurchgeführt wird, den Leiter (Fig. **653.2**). Elektrischer Strom fließt senkrecht zur Strömungsrichtung des Metalls im rechten Winkel zum magnetischen Feld. Die auf das flüssige Metall ausgeübte Kraft drückt wie eine Pumpe das Metall durch die Leitung.



653.2 Elektromagnetische Pumpe für Gleichstrom. 1 Durchflußrohr, 2 Magnetpol, 3 Magnetspule, 4 Kupferelektrode als Stromzuführung

Es gibt Pumpen für Gleich- oder Wechselstrom. Elektromagnetische Pumpen besitzen keinerlei bewegliche Teile. Sie sind daher betriebssicher und einfach zu warten. Der Nachteil solcher Pumpen ist jedoch der niedrige Wirkungsgrad von nur etwa 25 %, während Zentrifugalpumpen 80 % und mehr erreichen. Sie eignen sich daher nur für Versuchskreisläufe oder kleine Reaktoranlagen.

Tab. **654.1** zeigt das Ergebnis einer Abschätzung über den Leistungsbedarf und die zu wählende Radform bei Pumpen für Leistungsreaktoren von 100 MW Lei-

stung. Entsprechend den Werten für die „spezifische Drehzahl" $n_q = n \cdot V^{1/2} H^{-3/4}$ kommen nur einstufige Schnelläufer in Frage. n_q, die sog. spezifische Drehzahl, ist zahlenmäßig gleich der Drehzahl eines dem ausgeführten Rade in allen Teilen geome-

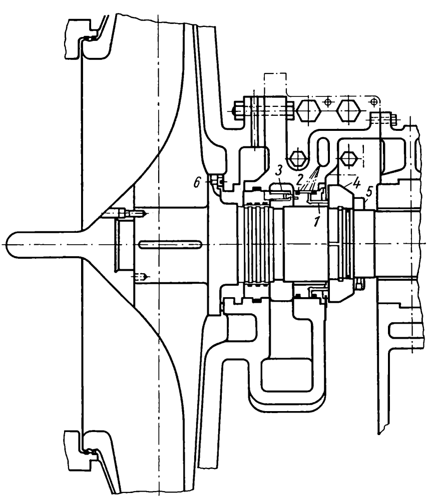
654.1 Leistung und spezifische Drehzahl von Umwälzpumpen für flüssige Kühlmittel in Kraftwerksreaktoren. Reaktorleistung $\mathcal{N}_{eff} = 100$ MW. Pumpendrehzahl $n = 3000$ min^{-1}

	Reaktor-leistung $\mathcal{N}_{th}$ MW	System-druck P at	ϑ_1 °C	ϑ_2 °C	Kühlmittel-durchsatz V m³/s	Förder-höhe H m	Spez. Dreh-zahl bei 4 Pumpen n_q min^{-1}	Pumpen-leistung b. 4 Pumpen $\mathcal{N}_p$ kW
Na	300	7	200	400	1,405	60	82,5	237
H_2O	400	150	240	270	3,72	50	182	473

trisch ähnlichen Rades, das bei der Förderhöhe $H = 1$ m den Durchsatz $V = 1$ m³/s liefert. Daher ist H in m, V in m³/s einzusetzen, während die Drehzahl n im allgemeinen in min^{-1} angegeben wird.

3.4284 Gebläse

Über Gasgebläse bei Reaktoranlagen liegen bisher nicht viele Angaben vor. Im folgenden wird der Gebläsetyp beschrieben, der im Atomkraftwerk Calder Hall eingebaut ist.



654.2 Hochdruck-Öl-Gas-Dichtung (Calder Hall I). — Nach: The Journal of the British Nuclear Energy Conference BNEC, April 1957, 163

Das zweiteilige Gebläsegehäuse aus Gußstahl ist dicht verschraubt. Das Pumpenrad normaler Ausführung ist mit dem Antriebsmotor direkt gekuppelt. Die Welle ruht in normalen Lagerschalen mit Ringölschmierung. Lager und Dichtflächen werden durch ein gekoppeltes Pumpenaggregat mit Öl versorgt.

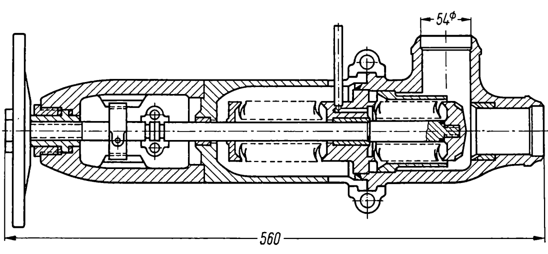
In Fig. **654.**2 ist die Hochdruck-Öl/Gas-Wellendichtung dargestellt. 1 ist ein Traglager mit kombiniertem Drucklager. Die durch einen kugelförmigen Sitz sich selbsteinstellende Lagerschale ist gegen das Gebläsegehäuse durch Schleifringpackungen 2 abgedichtet. Sie wird durch Federn 3 gegen eine mit der Welle verkeilte Flanschbuchse 4 gedrückt, die ein Stellring 5 distanziert. Zwischen Flanschbuchse und Welle ist eine Schleifringdichtung eingebaut. Die Lager sind mit üblichem Weißmetallausguß versehen, während die Buchse zum Drucklager eine nitrierte Oberfläche hat. Bohrungen in Gehäuse und Lagerschale sorgen für ausreichenden Ölfluß. Der große Ölumlauf in Verbindung mit dem Gasdruck und der Federspannung an der Buchse sorgt für die motorseitige Dichtung. Austretendes Öl aus dieser Dichtung wird dem Hauptöltank

zugeführt. Zur Gebläseseite hin liegen eine Labyrinth- und eine Silikonschleifringdichtung 6, die Eindringen des Gases verhindern.

Ein Wellenzwischenstück, das an der Motorwelle angeflanscht und mit der Gebläsewelle durch eine Kupplung verbunden ist, erlaubt leichten Ausbau der Welle zur Erneuerung von Lagern und Dichtungen.

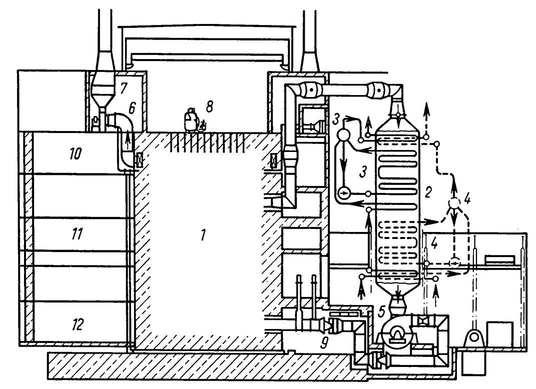
3.428 5 Armaturen

Auch die Absperrorgane (Ventile, Schieber und Rückschlagklappen) des Primärkreislaufes sind aus korrosionsfestem Stahl. Absolute Leckdichtheit wird verlangt. Für Wasser können hydraulisch gesteuerte Ventile konventioneller Bauart verwendet werden, sie müssen jedoch vollständig gekapselt sein. Als Dichtung für die Steuerungswelle werden wie bei den Wasserpumpen Druckdosen (Balgen) in einfacher oder doppelter Ausführung vorgesehen. Diese müssen allen thermischen und Schwingungsbeanspruchungen standhalten.



655.1 Balgenabsperrventil. — Nach: Liquid-Metals-Handbook, Sodium Nak Suppl. vom 1. 7. 55.

Während man bei gekapselten Absperrorganen für Wasser handelsübliche Dichtungen verwendet, sind in Primär-Natrium-Kreislaufsystemen neben Balgenabsperrventilen (Fig. **655.1**) solche mit gefrorenen Natrium-Stegdichtungen eingebaut. Die Stopfbüchse eines solchen Ventils enthält an Stelle der üblichen Packung flüssiges Toluol, das leckendes, flüssiges Natrium um den Steg erstarren läßt. Beim Drehen der Ventilspindel wird das erstarrte Natrium mitverschoben. Um Oxydation an der Überlaufkante des Natriumringraums zu vermeiden, ist der Raum zwischen Dichtung und Ventildeckel mit Schutzgas, z. B. Helium, gefüllt. Im Ventildeckel dichtet eine Packung üblicher Bauart die Heliumatmosphäre ab.



655.2 Dampferzeugungsanlage von Calder Hall I. Nach: Elektrotechnik und Maschinenbau, 72 (1955), 366. 1 Reaktor, 2 Wärmetauscher, 3 Speisewasserkreislauf (Hochdrucksystem), 4 Speisewasserkreislauf (Niederdrucksystem). Die Kreisläufe setzen sich zusammen aus Vorwärmer, Speichertrommel, Verdampfer mit Umwälzpumpe und Überhitzer. 5 Gebläse, 6 Saugzuggebläse, 7 Filter, 8 Beschickungsmaschine, 9 Filterraum für die Gaskühlung, 10 Aufbereitung, 11 Warte, 12 Schaltraum

Für Gas werden handelsübliche Absperrorgane verwendet, die mit ähnlichen wie den oben beschriebenen Dichtungen und Einkapselungen versehen sind.

Alle Rohrleitungen und das Zubehör für den Primärkreislauf und die Hilfskreisläufe einer Reaktoranlage werden aus korrosionsfestem Stahl ausgeführt. Um das Kühlmittelvolumen gering zu halten, sind die Leitungen so kurz wie möglich zu

machen. Zur Sicherung einer ausreichenden Elastizität der Rohrleitungen bei den großen Verschiebungen durch Ausdehnung zwischen Reaktorkessel — Wärmetauscher, Wärmetauscher — Pumpen bzw. Gebläse, Pumpen/Gebläse — Reaktorkessel werden bei Niederdruckanlagen (Wärmeträger: Gas oder Natrium) Balgen und Rohrschleifen verwendet. Bei Hochdruckanlagen werden Reaktor, Wärmetauscher und Pumpen häufig auf Rollen gelagert, so daß infolge der Dehnungen der Rohrleitungen nur geringe Kräfte auf diese Anlageteile wirken können. Sämtliche Schweißnähte müssen röntgenographisch geprüft werden. Die Rohrführung beim Kraftwerk Calder Hall zeigt Fig. **655.2**.

3.429 Optimale Auslegung von Atomkraftwerken

Die Besonderheiten und neuartigen Eigenschaften eines Reaktors gegenüber einem befeuerten Kessel machen es notwendig, über die optimale Auslegung eines Atomkraftwerks umfangreiche Untersuchungen anzustellen. Diese sind für jeden Reaktortyp mit allen seinen technischen und physikalischen Ausführungsmöglichkeiten gesondert durchzuführen. Erst dann kann unter sonst gleichen Voraussetzungen für ein bestimmtes Atomkraftwerk der wirtschaftlichste Reaktortyp ausgewählt werden. Ein reeller Vergleich dürfte allerdings erst dann möglich sein, wenn alle in Frage kommenden Typen ihre Betriebsfähigkeit bewiesen haben.

Im folgenden werden einige Untersuchungen über die Optimierung von Reaktoranlagen durchgeführt. Diese Überlegungen sollen die grundlegenden wärmetechnischen und wirtschaftlichen Zusammenhänge einer vorliegenden Reaktorkonstruktion darlegen. Es kann jedoch nicht erwartet werden, daß die bei dieser Optimierung gefundenen Auslegungswerte praktisch immer eingehalten werden können. Unter Umständen lassen sie sich wegen zusätzlicher technischer Grenzen nicht verwirklichen. Manchmal werden auch zusätzliche oder andersartige Überlegungen heranzuziehen sein, um den speziellen Anforderungen der einen oder anderen Anlage gerecht zu werden.

3.429 1 Temperatur und thermischer Wirkungsgrad

Die maximal erreichbaren Temperaturen im Reaktor werden teils durch die Materialien — insbesondere die der Brennelemente —, teils durch die Eigenschaften des Kühlmittels begrenzt. Bei kohlegefeuerten Kesseln legen dagegen die Rohrwandtemperaturen allein die Temperatur des Dampfes fest.

Nun hängt aber der thermische Wirkungsgrad einer Wärmekraftanlage von der mittleren Temperatur der äußeren Wärmezufuhr an das Arbeitsmittel ab, da die Umgebungstemperatur als konstant angesehen werden kann.

Im allgemeinen wird nicht die gesamte Wärmemenge bei der höchsten Temperatur übertragen. Die maximal zulässigen Temperaturen werden sowohl bei Reaktoren als auch bei Kohlekraftwerken nur an einer oder wenigen Stellen der Heizfläche erreicht.

Beim Auftragen der Rohrwandtemperatur ϑ über dem zugehörigen Bruchteil der abgegebenen Wärmeleistung $\mathcal{N}'_w/\mathcal{N}_w = Q$ (Fig. **657.1**, s. a. 3.427 2) erhält man eine Grenzkurve, unter die der Dampfprozeß zu legen ist, dessen günstigste mittlere Wärmezufuhrtemperatur im folgenden ermittelt werden soll. Die Art des Arbeitsprozesses hängt vom Temperaturverlauf im Wärmetauscher ab, der wiederum von der Höhe und der Gestalt der Wandtemperaturkurve der Brennelemente bestimmt wird.

Wenn man sich für die Art des Arbeitsprozesses entschieden hat (Zweidruck, Eindruck, Sattdampf usw.), ist die mittlere Wärmezufuhrtemperatur

$$\vartheta_m = \frac{1}{Q} \int_0^Q \vartheta(Q)\,\mathrm{d}Q \tag{39}$$

zu wählen. Sie stellt die mittlere Temperatur des Arbeitsprozesses dar, von der die erzielte Nettoleistung über die folgenden beiden Faktoren abhängt:

1. den mit der Temperatur ϑ_m steigenden Wirkungsgrad des idealen Arbeitsprozesses

$$\eta_{id} = \frac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\mathrm{C}} \tag{40}$$

(ϑ_k Kondensattemperatur);

2. die aus der Anlage abführbare Wärmeleistung, die proportional der Temperaturdifferenz zwischen dem primären Wärmeträger (Element, Rauchgas) und dem Kühlmittel ist,

$$\mathcal{N}_{\mathrm{th}} = c\,(\vartheta_w - \vartheta_m), \tag{41}$$

und demzufolge bei steigendem ϑ_m sinkt. ϑ_w ist hierbei die über die Heizfläche gemittelte Temperatur des primären Wärmeträgers, die von der maximal erreichbaren Temperatur und der Kurve der Temperaturverteilung über der Heizfläche abhängt.

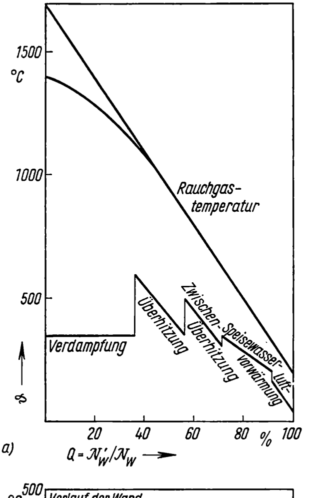
Die Nettoleistung als Produkt von (η_T Turbinenwirkungsgrad, η_E Eigenbedarfswirkungsgrad, s. 3.429 3)

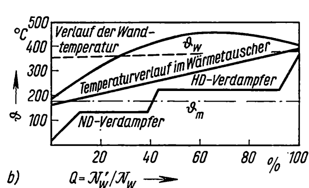
$$\mathcal{N}_{\mathrm{net}} = \eta_T\,\eta_E\,\eta_{id}\,\mathcal{N}_{\mathrm{th}} = \eta_{\mathrm{ges}}\,\mathcal{N}_{\mathrm{th}} = \eta_E\,\mathcal{N}_{el} \tag{42}$$

hat deshalb bei einer optimalen Temperatur $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$ ein Maximum. Bei modernen kohlegefeuerten Kraftanlagen liegt die mittlere Rauchgastemperatur so hoch, daß die zugehörige optimale Temperatur $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$ kaum erreichbar ist. Deshalb konnte man, ohne ein Überschreiten des Optimums befürchten zu müssen, in den letzten Jahren den Wirkungsgrad auf Werte von 36 bis 41 % steigern.

Bei Atomkraftanlagen liegt dagegen die maximale Wandtemperatur bzw. die Begrenzung durch das Kühlmittel — und damit die optimale Wärmezufuhrtemperatur — so tief, daß ihre genaue Untersuchung zweckmäßig wird. Die aus dem Reaktor abführbare Wärmemenge hängt zusätzlich von der Kühlmittelgeschwindigkeit w ab. Da mit w aber auch die Pumpenleistung steigt, hat die Nettoleistung bei einem optimalen w_{opt} ein Maximum.

Bei der Auslegung einer Reaktoranlage hat also eine Optimierung zu erfolgen, bei der die Arbeitstemperatur $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$ und die Kühlmittelgeschwindigkeit w_{opt} zu bestimmen sind.





657.1 Temperaturwärmeübergang.
a) Kohlekraftwerk mit einfacher Zwischenüberhitzung, b) Atomkraftwerk, Zweidruckprozeß mit einfacher Zwischenüberhitzung

Die Optimierung kann dabei nach folgenden Gesichtspunkten durchgeführt werden:

a) Optimale Arbeitstemperatur $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$:

1. für größte Nettoleistung; 2. für geringste Stromerzeugungskosten mit a) festen Kapitalkosten und festem Eigenbedarf, b) festen Kapitalkosten und abhängigem Eigenbedarf, c) abhängigen Kapitalkosten und abhängigem Eigenbedarf.

b) Optimale Geschwindigkeit des Kühlmittels:

1. für größte Nettoleistung unter Voraussetzung a) konstanter Temperaturspanne Kühlmittel — Wand, b) konstanten Kühlquerschnitts; 2. für geringste Stromerzeu-

gungskosten unter Voraussetzung konstanten Kühlquerschnitts und von der Umwälzgeschwindigkeit abhängiger Kapitalkosten.

Die Reihenfolge der Ableitungen wurde hier des leichteren Verständnisses wegen so gewählt, daß die Betrachtungen von einfachen speziellen zu kompliziert gebauten allgemein gültigen Gleichungen aufsteigen. Die Fälle a 2c und b 2 schließen deshalb alle übrigen ein. Sie werden bei der Auslegung von Kraftwerken zu benützen sein. In speziellen Fällen wird man mit den einfacheren Gleichungen auskommen, z. B., wenn die Anlagekosten festliegen. Dies kann der Fall sein, wenn bestehende Anlagen erweitert oder mit anderen Betriebszuständen gefahren werden. Für Triebwerksreaktoren kann mit den Formeln für die größte Nettoleistung gerechnet werden, wobei zusätzlich das Gewicht je Leistungseinheit eine wesentliche Rolle spielt.

Für Kohlekraftwerke entfällt eine Untersuchung über die optimale Geschwindigkeit des Kühlmittels, da der Leistungsbedarf zur Erzeugung der Geschwindigkeit ($\Delta p \approx 10$ at) vernachlässigt werden kann gegenüber dem Leistungsbedarf zur Erzeugung des Arbeitsdruckes (100 bis 300 at).

Im folgenden wird eine kurze Beschreibung der Berechnungsmethoden dieser einzelnen Optimierungen gebracht. Obwohl die Betrachtungen für die Anwendung auf Atomkraftanlagen zugeschnitten sind, wurden sie so allgemein gefaßt, daß sie grundsätzlich auch auf Kohlekraftwerke übertragbar sind.

3.429 2 Optimale Arbeitstemperatur für größte Nettoleistung

Die Nettoleistung einer Anlage ist definiert durch Gl. (42). Faßt man den Reaktor bzw. Kessel als Wärmetauscher auf, in dem die Energie von einem primären Wärmeträger (Brennelement, Rauchgas) an das Arbeitsmittel übergeht, so gilt Gl. (41), in der c für die folgenden Betrachtungen als von $(\vartheta_w - \vartheta_m)$ unabhängig vorausgesetzt wird.

Zur Untersuchung des Ausdrucks c gehen wir von der Gleichung für die in einem Wärmetauscher bzw. Reaktor übertragene Leistung

$$\mathcal{N}_{\text{th}} = \int_0^F \alpha_{wd} \Delta\vartheta \, \mathrm{d}F$$

aus. Dabei sind: α_{wd} Wärmedurchgangszahl, $\Delta\vartheta$ Temperaturdifferenz zwischen Primär- und Sekundärstrom im Wärmetauscher bzw. Brennelement und Kühl- oder Arbeitsmittel im Reaktor und F Wärmedurchgangsfläche (Heizfläche).

Wenn α_{wd} konstant ist (was für viele Reaktoranlagen zutreffen wird), folgt $c = \alpha_{wd} F$, wobei $\Delta\vartheta = \vartheta_w - \vartheta_m$ und ϑ_w bzw. ϑ_m die über die Wärmedurchgangsfläche (Heizfläche) gemittelten Wand- bzw. Wärmezufuhrtemperaturen sind.

Wenn sowohl α_{wd} als auch $\Delta\vartheta$ Funktionen vom Ort auf der Fläche F sind, folgt nach partieller Integration der obigen Gleichung die Konstante c von Gl. (41) aus der Formel

$$c = \int_0^F \alpha_{wd} \, \mathrm{d}F - \frac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} \int_0^F \left(\frac{\mathrm{d}\Delta\vartheta}{\mathrm{d}F} \int_0^F \alpha_{wd} \, \mathrm{d}F \right) \mathrm{d}F.$$

c ist in diesem Fall also durch das zweite Glied der Gleichung von ϑ_m abhängig. Wenn der Wärmeübergang nicht direkt vom Brennelement an das Arbeitsmittel, sondern über ein oder mehrere Zwischenkreisläufe erfolgt, ist die obige Untersuchung für jede der zwischengeschalteten Heizflächen durchzuführen. Durch Gleichsetzen der Leistungen der einzelnen hintereinandergeschalteten Heizflächen ergibt sich der Wert c

$$c = \frac{1}{\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \cdots},$$

wobei c_1, c_2 usw. die c-Werte der einzelnen Heizflächen sind. c ist also wiederum konstant, wenn innerhalb jeder einzelnen Heizfläche entweder α_{wd} oder $\Delta\vartheta$ konstant ist. Das kann in den meisten Fällen mit genügender Genauigkeit vorausgesetzt werden.

Die erzeugte Nettoleistung ist dann

$$\mathcal{N}_{\text{net}} = \eta_T \eta_E \frac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\text{C}} c(\vartheta_w - \vartheta_m). \tag{43}$$

Auch η_T und η_E werden als unabhängig von $(\vartheta_w - \vartheta_m)$ angesehen.

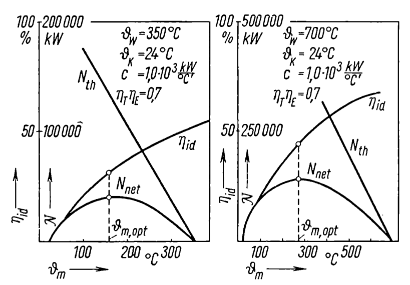
Da der Ausdruck für η_{id} [Gl. (40)] mit ϑ_m steigt, $\mathcal{N}_{\text{th}} = c\,(\vartheta_w - \vartheta_m)$, aber bei konstantem ϑ_w mit steigendem ϑ_m fällt, gibt es für $\mathcal{N}_{\text{net}}$ bei einem ganz bestimmten ϑ_m ein Maximum. Dieses $\vartheta_{m,\text{opt}}$ läßt sich durch Differenzieren von Gl. (43) finden zu:

$$\vartheta_{m,\text{opt}} = \sqrt{(\vartheta_w + 273\,°\text{C})\,(\vartheta_k + 273\,°\text{C})} - 273\,°\text{C}. \tag{44}$$

In Fig. **659.1** sind die Werte von $\mathcal{N}_{\text{th}}$, η_{id} und $\mathcal{N}_{\text{net}}$ in Abhängigkeit von ϑ_m dargestellt.

Beispiel 1. Atomkraftwerk. Es wird angenommen: $\vartheta_w = 350\,°\text{C}$, $\vartheta_k = 24\,°\text{C}$, $\eta_T\,\eta_E = 0{,}7$, $c = 1 \cdot 10^3\,\text{kW}/°\text{C}$. Dies entspricht etwa den Werten beim Calder Hall-Reaktor. Mit Gl. (44) ergibt sich: $\vartheta_{m,\text{opt}} = 157\,°\text{C}$, $\eta_{id} = 31\,\%$.

Beispiel 2. Kohlekraftwerk. $\vartheta_w = 700\,°\text{C}$, $\vartheta_k = 24\,°\text{C}$, $\eta_T\,\eta_E = 0{,}7$, $c = 1 \cdot 10^3\,\text{kW}/°\text{C}$. Das können etwa die Werte einer 135 MW-Anlage mit 80 at, 500 °C Heißdampfzustand sein.
$\vartheta_{m,\text{opt}} = 265\,°\text{C}$, $\eta_{id} = 44{,}5\,\%$.



659.1 Wirkungsgrad, Leistung und optimale Arbeitstemperatur für größte Nettoleistung

3.429 3 Optimale Arbeitstemperatur für geringste Stromerzeugungskosten

Feste Kapitalkosten und fester Eigenbedarf. Von großem Interesse ist das Auffinden des Minimums der Stromerzeugungskosten in Abhängigkeit von ϑ_m. Es sei zunächst von einer Anlage mit festliegenden Konstruktionsdaten ausgegangen, für die der günstigste Arbeitsprozeß gefunden werden soll. Eine weitere Aufgabenstellung liegt vor, wenn die Konstruktion der Anlage noch nicht festliegt und die Leistung durch Vergrößerung der Belastung von Anlageteilen erhöht werden kann.

Diese Fragestellung wird im übernächsten Abschnitt behandelt.

Die Energieerzeugungskosten setzen sich zusammen aus Kapitalkosten K_{Kap}, Brennstoffkosten K_B und Betriebskosten K_{Betr}. Die Kapitalkosten sind

$$K_{\text{Kap}} = \frac{1}{\mathcal{N}_{\text{net}}} \frac{A\alpha}{h}, \tag{45}$$

wobei A die Anlagekosten, α den Jahresfaktor, $\mathcal{N}_{\text{net}}$ die Nettoleistung und h die jährliche Betriebsstundenzahl bedeuten. Wenn Abschreibungsrate und Verzinsung bei einzelnen Anlageteilen verschieden sind, sind die Gruppen gesondert zu betrachten und die Ergebnisse zu summieren. Zweckmäßig ist dann eine Aufteilung in den brennstofflosen Reaktor, den investierten Spaltstoff, die Primärkreisläufe des Reaktors und die Dampfkraftanlage. Die Kosten aus Verzinsung und Abschreibung des Spaltstoffs sind den Kapitalkosten der Anlage und nicht den Brennstoffkosten zuzurechnen, denn die kritische Masse gehört zur betriebsfertigen Anlage; ohne sie kann der Reaktor nicht arbeiten. Auch sind die Kapitalkosten der kritischen Masse arbeitsunabhängig.

Die Brennstoffkosten des Atomkraftwerks K_B werden wie bei einem Kohlekraftwerk als Produkt aus Wärmepreis p_w (Kosten je Wärmeeinheit) und reziprokem Wirkungsgrad $1/\eta_{ges}$ errechnet:

$$K_B = \frac{p_w}{\eta_{ges}}. \tag{46}$$

Niedriger Wärmepreis ist also ebenso wichtig wie hoher Wirkungsgrad. Während nun der Wärmepreis für Braun- und Steinkohle nach wie vor ansteigt und daher die Brennstoffkosten der Kohlekraftwerke nur durch Verbesserung des Wirkungsgrades gesenkt werden können, ist für Kernbrennstoffe zu erwarten, daß ihre heutigen Wärmepreise im Laufe der Entwicklung fallen. Das liegt daran, daß die Vor- und Nachbehandlung des Brennstoffs, die Herstellung der Brennelemente sowie der erzielbare Verkaufserlös für neu erzeugtes spaltbares Material einen wesentlichen Teil des Wärmepreises ausmachen — ihn in manchen Fällen sogar ausschließlich bestimmen.

Die Betriebskosten K_{Betr} sind eine konstante Größe, die im folgenden vernachlässigt werden soll, da sie keinen Einfluß auf die Lage des Kostenminimums hat.

Die Stromerzeugungskosten K werden mit den Gleichungen (45) und (46) für K_{Kap} und K_B nach einigen Umformungen:

$$K = \frac{A\alpha}{h\,c}\,\frac{1}{\eta_T\eta_E}\,\frac{\vartheta_m + 273\,°\mathrm{C}}{\vartheta_m - \vartheta_k}\left[\frac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} + e\right]. \tag{47}$$

e ist hierbei eine häufig auftretende Rechengröße

$$e = \frac{h\,c}{A\alpha}\,p_w. \tag{48}$$

Zur Ermittlung von e ist c zunächst zu schätzen bzw. mit einem angenommenen ϑ_m und $\mathcal{N}_{th}$ zu ermitteln. Nach der Optimierung ist c mit dem sich ergebenden $\vartheta_{m,\,opt}$ zu kontrollieren und die Berechnung nötigenfalls iterativ zu wiederholen.

Wird die Kostenformel nach ϑ_m differenziert und das Ergebnis gleich Null gesetzt, so läßt sich das optimale ϑ_m errechnen, bei dem die Kosten ein Minimum werden:

$$\vartheta_{m,\,opt} = \vartheta_w - (\vartheta_w + 273\,°\mathrm{C})\cdot\frac{1 - \sqrt{1 - (\vartheta_w - \vartheta_k)/(\vartheta_w + 273\,°\mathrm{C})\cdot[1 - e(\vartheta_k + 273\,°\mathrm{C})]}}{1 - e(\vartheta_k + 273°\,\mathrm{C})}. \tag{49}$$

Bei einem Atomkraftwerk kann es zweckmäßig sein, die Leistungen und Anlagekosten nicht als Absolutwerte anzugeben, sondern auf die installierte Uranmenge G_U zu beziehen. Sämtliche abgeleiteten Formeln bleiben unverändert erhalten, wenn man an Stelle der Anlagekosten A, der Leistung $\mathcal{N}_{th}$ und der Konstante c die entsprechenden spezifischen Größen $A_g = A/G_U$, $\mathcal{N}_{g,\,th} = \mathcal{N}_{th}/G_U$ und $c_g = c/G_U$ setzt.

Beispiel 3. Ein Atomkraftwerk für eine Nettoleistung $\mathcal{N}_{net} = 42$ MW soll optimiert werden.

Es sei: $\vartheta_w = 350$ °C, $\vartheta_k = 24$ °C, $h = 6500$ h/Jahr, $\alpha = 16\,\%$/Jahr, $A_{spez} = 2200$ DM/kW, $A = 93 \cdot 10^6$ DM.

Der Wärmepreis p_w für Natururan beträgt etwa $4\,\mathrm{DM}/10^6\,\mathrm{kcal} = 3{,}44 \cdot 10^{-3}$ DM/kWh$_{th}$. Der Wert c wird mit $1 \cdot 10^3$ kW/°C geschätzt. Damit wird nach Gl. (48) $e = 1{,}5 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{grad}^{-1}$ und nach Gl. (49) $\vartheta_{m,\,opt} = 174$ °C. Hieraus folgt aus Gl. (40) ein $\eta_{id} = 0{,}335$ und mit $\eta_T\,\eta_E = 0{,}7$ aus Gl. (42) die erforderliche thermische Leistung $\mathcal{N}_{th} = 180$ MW. Das ergibt nach Gl. (41) einen wirklichen Wert $c = 1{,}02 \cdot 10^3$ kW/°C, der dem geschätzten Wert sehr gut entspricht.

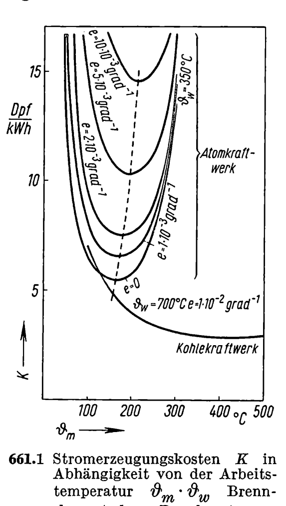
Beispiel 4. Ein Kohlekraftwerk mit der Nettoleistung $\mathcal{N}_{net} = 100$ MW soll optimiert werden. Es sei:

$\vartheta_w = 700$ °C, $\vartheta_k = 24$ °C, Anlagekosten $A = 35 \cdot 10^6$ DM, $h = 6500$ h/Jahr, $\alpha = 16\,\%$/Jahr, $p_w = 12\,\mathrm{DM}/10^6$ kcal $= 10{,}32 \cdot 10^{-3}$ DM/kWh$_{th}$ für Steinkohle, $c \approx 1 \cdot 10^3$

kW/grad (geschätzt). Das ergibt $e = 1{,}2 \cdot 10^{-2}$ grad^{-1} und $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}} = 445$ °C, was also weit überkritischere Dampfzustandsgrößen mit entsprechend hohen Temperaturen verlangen würde.

Zum Vergleich sei eine moderne Hochdruckanlage genannt, die bei Frischdampfzuständen von etwa 300 at, 600 °C Überhitzungstemperatur und zweifacher Zwischenüberhitzung eine mittlere Wärmezufuhrtemperatur von 426 °C hat.

Mit der Kostenformel Gl. (47) lassen sich nun für dieses optimale $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$ die Stromerzeugungskosten berechnen. Weicht ϑ_m von $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$ ab, so steigen die Kosten. Der Kostenverlauf in Abhängigkeit von ϑ_m ist in Fig. **661.1** für ein Atomkraftwerk mit $\vartheta_w = 350$ °C und verschiedenen e-Werten und für ein Kohlekraftwerk mit $\vartheta_w = 700$ °C, $e = 0{,}01$ grad^{-1} dargestellt. Die übrigen Konstanten wurden wie in den Beispielen gewählt.



661.1 Stromerzeugungskosten K in Abhängigkeit von der Arbeitstemperatur $\vartheta_m \cdot \vartheta_w$ Brennelement- bzw. Rauchgastemperatur, e Parameter, s. Text

Feste Kapitalkosten und abhängiger Eigenbedarf. Bei den bisherigen Betrachtungen wurden der Wirkungsgrad η_T des Turbosatzes und der Eigenbedarfswirkungsgrad η_E als konstant angesehen. Beim Turbinenwirkungsgrad ist dies zulässig, da die Abhängigkeit von Druck und Temperatur bei guter Schätzung von $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$ und damit der Dampfzustandsgrößen gering ist. Der Eigenbedarfswirkungsgrad η_E ist dagegen spürbar leistungsabhängig und deshalb als Funktion der mittleren Wärmezufuhrtemperatur in die Rechnung einzubeziehen. Der relative Eigenbedarf E ist das Verhältnis der Summe der Leistungen aller Eigenverbraucher der Anlage zur erzeugten elektrischen Leistung und setzt sich zusammen aus dem Bedarf

1. der Kühlmittelumwälzpumpe (Index up), 2. der Kondensat- und der Speisewasserpumpe (Index sp), 3. der Hauptkühlwasserpumpe (Index kühl), 4. der sonstigen Hilfseinrichtungen (Index H).

Aus der Definition des Pumpenwirkungsgrades

$$\eta_{up} = \dot{V}_{up}\, \Delta p / \mathcal{N}_{up} \tag{50}$$

($\dot{V}_{up}$ = das in der Zeiteinheit geförderte Volumen, Δp = Drucksteigerung durch die Pumpe, $\mathcal{N}_{up}$ = Antriebsleistung der Pumpe) und der Gleichung der elektrischen Leistung der Anlage $\mathcal{N}_{el} = \eta_{id} \cdot \eta_T \cdot \mathcal{N}_{\mathrm{th}}$ bzw. mit Gl. (41) $\mathcal{N}_{el} = \eta_{id}\, \eta_T\, c(\vartheta_w - \vartheta_m)$ ergibt sich der Eigenbedarf der Umwälzpumpe zu

$$E_{up} = \frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{el}} = \frac{\dot{V}_{up}\, \Delta p}{\eta_{id}\, \eta_T\, \eta_{up}\, c(\vartheta_w - \vartheta_m)}. \tag{51}$$

Der Druckabfall Δp verteilt sich auf Zulaufleitung (Index zu), Reaktor (Index Reakt), Rücklaufleitung (Index $rü$) und Wärmetauscher (Index wt). Er kann aus der Widerstandsformel

$$\Delta p = \frac{1}{2}\, \xi\, \varrho\, w^2 \tag{52}$$

(ξ = Widerstandsbeiwert, ϱ = Kühlmitteldichte, w = Kühlmittelgeschwindigkeit) durch Summation über die Stromkreisteile berechnet werden; dabei ist zu bedenken, daß ξ, ϱ und w in den verschiedenen Teilen verschieden sein können, die Stromstärke $I = \varrho \cdot F \cdot w$ (F = Querschnitt der Leitung) aber konstant ist. Setzt man speziell

$$I = F_{\mathrm{Reakt}}\, (\varrho \cdot w)_{\mathrm{Reakt,\,mittel}} \tag{53}$$

[$(\varrho\, w)_{\text{Reakt, mittel}}$ = mittlere Kühlmittelstromdichte im Reaktor], so läßt sich der Eigenbedarf der Umwälzpumpe folgendermaßen darstellen:

$$E_{up} = \frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{el}} = \frac{X_1}{\eta_{id}\,\eta_T\,(\vartheta_w - \vartheta_m)}. \tag{54}$$

Hierin ist

$$X_1 = \frac{F^3{}_{\text{Reakt}}\,(\varrho\, w)^3{}_{\text{Reakt, mittel}}}{2\,\eta_{up}\, c\, \varrho_{up}} \left[\frac{\xi_{\text{Reakt}}}{F^2{}_{\text{Reakt}}\,\varrho_{\text{Reakt}}}\;\frac{(\varrho\, w)^2{}_{\text{Reakt, max}}}{(\varrho\, w)^2{}_{\text{Reakt, mittel}}} + \frac{\xi_{zu}}{F^2{}_{zu}\,\varrho_{zu}} + \frac{\xi_{rü}}{F^2{}_{rü}\,\varrho_{rü}} + \frac{\xi_{wt}}{F^2{}_{wt}\,\varrho_{wt}}\right]. \tag{55}$$

Dabei ist berücksichtigt, daß in den Reaktorkühlkanälen bei gleichem Druckabfall verschiedene Dichte und verschiedene Geschwindigkeit herrschen. Macht man die Stromdichte $(\varrho\, w)_{\text{Reakt}}$ in den Kühlkanälen proportional zur produzierten und damit abzuführenden Wärmeleistung, so kann man das Verhältnis $(\varrho\, w)_{\text{Reakt, max}}/(\varrho\, w)_{\text{Reakt, mittel}}$ aus der Neutronenflußdichteverteilung entnehmen.

Der relative Eigenbedarf der Kondensat- und Speisewasserpumpen, der Hauptkühlwasserpumpen und der sonstigen Hilfseinrichtungen wird zusammengefaßt zu:

$$E_H = \frac{\mathcal{N}_H}{\mathcal{N}_{el}} = \frac{1}{\eta_{id}\,\eta_T} X_2 \quad \text{mit} \tag{56}$$

$$X_2 = \frac{\Delta p_{sp}}{\eta_{sp}\,\varrho_{sp}\,\Delta i} + \frac{y\,\Delta p_{\text{Kühl}}}{\eta_{\text{Kühl}}\,\varrho_{\text{Kühl}}\,\Delta i} + k_H. \tag{57}$$

Darin bedeuten: Δp_{sp} Förderdruck von Speisewasser- und Kondensatpumpe, $\Delta p_{\text{Kühl}}$ Förderdruck von Hauptkühlwasserpumpe, Δi Enthalpieaufnahme des Arbeitsmittels im Reaktor, k_H Verhältnis des Eigenverbrauchs aller übrigen Hilfseinrichtungen zur Wärmeleistung des Reaktors, y Verhältnis Kondensator-Kühlmittel-Stromstärke zu Speisewasserstromstärke.

Nun kann der gesamte relative Eigenbedarf angegeben werden zu

$$E = E_{up} + E_H = \frac{1}{\eta_{id}\,\eta_T} \cdot \left[X_1 \frac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} + X_2\right]. \tag{58}$$

Der Eigenbedarfswirkungsgrad ist

$$\eta_E = 1 - E = 1 - \frac{1}{\eta_{id}\,\eta_T}\left[X_1 \frac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} + X_2\right]. \tag{59}$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Kostenformel (47) ein und berücksichtigt Gl. (40), so erhält man die Stromerzeugungskosten bei variablem Eigenbedarf:

$$K = \frac{A\,\alpha}{h\,c}\;\frac{1}{\left[\eta_T \dfrac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\text{C}} - \dfrac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} X_1 - X_2\right]}\left[\frac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} + e\right] \tag{60}$$

Wenn diese Gleichung nach ϑ_m differenziert und der Differentialquotient Null gesetzt wird, folgt durch Auflösen nach ϑ_m und einigen Umformungen die optimale mittlere Arbeitstemperatur:

$$\vartheta_{m,\,\text{opt}} = \vartheta_w - (\vartheta_w + 273\,°\text{C})\,\frac{1 - \sqrt{1 - \left[1 - \dfrac{1}{\vartheta_w + 273\,°\text{C}}\,\dfrac{\vartheta_k + 273\,°\text{C}}{M}\right]\left[1 - e\,\dfrac{\vartheta_k + 273\,°\text{C}}{M}\right]}}{1 - e \cdot \dfrac{\vartheta_k + 273\,°\text{C}}{M}}. \tag{61}$$

Die Größe e ist in Gl. (48) definiert, während die Größe M folgende Abkürzung darstellt:

$$M = 1 - \frac{X_2}{\eta_T} + e\,\frac{X_1}{\eta_T}. \tag{62}$$

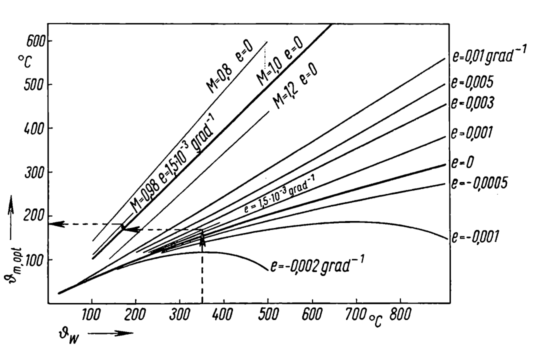
Im Abschnitt 3.429 4 wird eine Optimierung der Geschwindigkeit vorgenommen. Die hier zur Berechnung des Eigenbedarfs angenommene Geschwindigkeit muß mit der unten ermittelten optimalen Geschwindigkeit übereinstimmen.

Die optimalen Temperaturen $\vartheta_{m,\mathrm{opt}}$ wurden nach Gl. (61) für verschiedene Werte von e berechnet und in Abhängigkeit von ϑ_w in Fig. **663.1** aufgetragen. ϑ_k wurde dabei mit 24 °C angenommen und $M = 1$ gesetzt. Unter diesen Voraussetzungen kann aus dem Diagramm zu jedem ϑ_w sofort die optimale Arbeitstemperatur entnommen werden. Ferner wurden Korrekturkurven für die Werte $M = 0{,}8$ und $M = 1{,}2$ bei $e = 0$ eingetragen. Exakt folgt für jedes e eine neue Kurve für M; da die Abhängigkeit jedoch gering ist, können mit den dargestellten Kurven praktisch alle Werte erfaßt werden.

Beispiel: $\vartheta_w = 350$ °C, $e = 1{,}5 \cdot 10^{-3}\mathrm{grad}^{-1}$, $M = 0{,}98$ ergeben $\vartheta_{m,\mathrm{opt}} = 182$ °C.

Variable Kapitalkosten und abhängiger Eigenbedarf. Die bisherigen Untersuchungen gingen von einer Anlage mit festen Kapitalkosten aus, für die die optimale mittlere Arbeitstemperatur bestimmt wurde.

Das Heraufsetzen der mittleren Arbeitstemperatur ϑ_m bedeutet eine höhere Beanspruchung des Materials der Anlage. Neben der thermischen Belastung steigt auch die mechanische Beanspruchung infolge des mit der Temperatur steigenden Betriebsdruckes. Wenn die höhere Beanspruchung nicht durch vorhandene Sicherheiten der schon festliegenden Anlage aufgenommen werden kann — wie bisher angenommen —, bedingt eine Steigerung von ϑ_m im allgemeinen eine Erhöhung der Anlagekosten, da sowohl konstruktive Änderungen als auch der Einsatz hochwertigerer Materialien erforderlich werden. Die absoluten Anlagekosten nehmen also mit dem Prozeßwirkungsgrad η_{id} zu. Je nachdem, ob der Einfluß der Verteuerung der Anlage oder der der höheren Leistungsausbeute überwiegt, können die spezifischen Anlagekosten und die Stromerzeugungskosten mit η_{id} zu- oder abnehmen, so daß sich bei einem optimalen $\vartheta_{m,\mathrm{opt}}$ wieder ein Kostenminimum ergibt.



663.1 Optimale Arbeitsmitteltemperatur $\vartheta_{m,\mathrm{opt}}$, abhängig von der Brennelement- bzw. Rauchgastemperatur ϑ_w und den Parametern e und M

Um die Veränderlichkeit der Kapitalkosten in die Optimierung einzubeziehen, sind die Anlagekosten als Funktion des Wirkungsgrades anzugeben[1]). Dies kann in erster Näherung durch den Ausdruck

$$A = A_0 + A_1 \eta_{id} \tag{63}$$

geschehen. Zur Ermittlung dieser Abhängigkeit sind die einzelnen Anlageteile gegebenenfalls wieder getrennt zu betrachten. A_0 kann als Kostenaufwand für ein Ausgangskraftwerk angesehen werden, der so festzulegen ist, daß sich die Funktion A im interessierenden Bereich möglichst gut darstellen läßt. — Werden nun die Kapital-

---

[1]) Schröder, K., Dampfkraftwerke, aus: Die Entwicklung der Starkstromtechnik. Veröffentlichung der Siemens-Schuckertwerke 1953.

kosten für die einzelnen Anlageteile berechnet und addiert, so ergeben sich die Kapitalkosten zu (vgl. Gl. 45)

$$K_{\text{Kap}} = \frac{1}{\mathcal{N}_{\text{net}}}\left(\frac{A_0\,\alpha}{h} + \frac{A_1\,\alpha}{h}\,\eta_{id}\right) \tag{64}$$

Mit $\dfrac{A_0\,\alpha}{h} = D_0$ und $\dfrac{A_1\,\alpha}{h} = D_1$ wird

$$K_{\text{Kap}} = \frac{1}{\mathcal{N}_{\text{net}}}(D_0 + \eta_{id} D_1). \tag{65}$$

Die Kostenformel Gl. (60) läßt sich nun schreiben:

$$K = \frac{1}{\left[\eta_T \dfrac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\text{C}} - \dfrac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} X_1 - X_2\right]} \cdot \frac{D_0}{c}\,\frac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} \times \\ \times \left[1 + \frac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\text{C}}\,\frac{D_1}{D_0} + e\,(\vartheta_w - \vartheta_m)\right]. \tag{66}$$

e ist entsprechend Gl. (48) definiert $e = c\,p_w/D_0$ grad^{-1}, η_{id} entsprechend Gl. (40) ersetzt. Durch Differentiation ergibt sich nach einigen Umformungen aus Gl. (66) für das Kostenminimum der Wert für die optimale mittlere Arbeitstemperatur

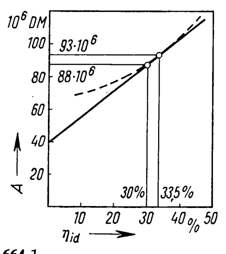
$$\vartheta_{m,\,\text{opt}} = \vartheta_w - \frac{V - \sqrt{V^2 - WU}}{U}. \tag{67}$$

Hierin bedeuten:

$$U = M - e\cdot(\vartheta_k + 273\,°\text{C}) + \left(1 - \frac{X_2}{\eta_T}\right)\frac{D_1}{D_0} \tag{67a}$$

$$V = (\vartheta_w + 273\,°\text{C})\left[M + \frac{\vartheta_w - \vartheta_k}{\vartheta_w + 273\,°\text{C}}\cdot\left(1 - \frac{X_2}{\eta_T}\right)\frac{D_1}{D_0}\right] \tag{67b}$$

$$W = (\vartheta_w + 273\,°\text{C})^2\left[\left\{M - \frac{\vartheta_k + 273\,°\text{C}}{\vartheta_w + 273\,°\text{C}}\right\} + \right. \\ \left. + \left\{(\vartheta_w - \vartheta_k)\cdot\left(\frac{\vartheta_w - \vartheta_k}{\vartheta_w + 273\,°\text{C}} - \frac{X^2}{\eta_T}\right) - \frac{X_1}{\eta_T}\,\frac{\vartheta_k + 273\,°\text{C}}{\vartheta_w + 273\,°\text{C}}\right\}\frac{1}{\vartheta_w + 273\,°\text{C}}\,\frac{D_1}{D_0}\right]. \tag{67c}$$



664.1
Zu Beispiel 5: Anlagekosten, abhängig vom Wirkungsgrad

Beispiel 5. Die Reaktoranlage nach Beispiel 3 soll unter Berücksichtigung variabler Kapitalkosten und eines abhängigen Eigenbedarfs optimiert werden. Wird die mittlere Arbeitstemperatur von $\vartheta_m = 174$ °C auf $\vartheta_{m,\,\text{opt}} = 152$ °C gesenkt, was einer Wirkungsgradabnahme von 33,5 % auf etwa 30 % entspricht, so mögen die Anlagekosten von $A = 93 \cdot 10^6$ DM auf $A = 88 \cdot 10^6$ DM, also um etwa 5,4 % nach der in Fig. **664.1** gestrichelten Kurve abnehmen. Diese Kurve läßt sich im interessierenden Bereich durch die Gerade $A = (40 \cdot 10^6 + 158 \cdot 10^6\,\eta_{id})$ DM annähern. Mit $\alpha = 16$ %/Jahr, $h = 6500$ h/Jahr wird $D_0 = 98{,}5 \cdot 10^3$ Dpf/h; $D_1 = 390$ Dpf/h; $D_1/D_0 = 3{,}95$. Für den Wert M ergibt sich aus Gl. 62 bei 10 % Eigenbedarf der Umwälzpumpe und 8 % der Hilfseinrichtungen etwa $M = 0{,}997$.

Damit wird $U = 3{,}81$, $V = 1878$ °C, $W = 59{,}4 \cdot 10^4$ (°C)^2,
und wir erhalten das $\vartheta_{m\,\text{opt}} = 152$ °C.

3.429 4 Bestimmung der optimalen Kühlmittelgeschwindigkeit

Eigenbedarf für größte Nettoleistung. In der folgenden Untersuchung ist der Zusammenhang zwischen der aufzuwendenden Pumpenleistung und der in der Kraftanlage erreichbaren Nettoleistung dargestellt.

Betrachtet sei ein beliebiger Kreislauf, dem durch einen Teil der Rohrwandung Wärme zugeführt wird. Diese wird in einer Kraftanlage in elektrische Energie umgesetzt, von der ein zu ermittelnder optimaler Prozentsatz in die Umwälzpumpe zurückfließt. Wie sich später zeigen wird, sind alle Konstruktions- und Betriebsdaten auf den optimalen Eigenbedarf ohne Einfluß. Voraussetzung ist nur, daß die abzuführende Wärmeenergie die Kapazität der Kühlung nicht übersteigt. Die Kühlspanne zwischen Wand und Kühlmittel wird als konstant vorausgesetzt.

Die an das Kühlmittel übergehende Wärme steigt mit der 0,8ten, die Pumpenleistung etwa mit der dritten Potenz der Geschwindigkeit, so daß die Nettoleistung bei einem optimalen Eigenbedarf ein Maximum erreicht.

Nach Gl. (50) ist die Pumpenleistung $\mathcal{N}_{up} = \Delta p \cdot \dot{V}_{up}/\eta_{up}$. Das in der Zeiteinheit geförderte Volumen ist $\dot{V}_{up} = \mathcal{N}_{\text{th}}/\varrho_{up}\,\Delta\vartheta\,c_p$ ($\Delta\vartheta$ = Aufwärmspanne des Kühlmittels). Ersetzt man in Gl. (52) den Widerstandsbeiwert ξ durch den für Rohre und Kanäle gültigen Ausdruck $\xi = \lambda\,L/D_h$ (λ = Rohrreibungszahl, L = Länge des Strömungskanals, D_h = sein hydraulischer Durchmesser), so erhält man für den Eigenbedarf der Umwälzpumpe (Index up)

$$\frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{\text{th}}} = \frac{1}{2\eta_{up}}\,\frac{\varrho_m}{\varrho_{up}}\,\frac{1}{c_p\,\Delta\vartheta}\,\frac{\lambda\,L}{D_h}\,w^2. \tag{68}$$

Dabei ist in Gl. (52) ein mittlerer Wert für die Dichte (ϱ_m) und ebenso für w eingesetzt. Wenn die Abhängigkeit des Rohrreibungsfaktors λ von der Geschwindigkeit w durch eine der Formel von Blasius ähnliche Gleichung $\lambda = (w/w_1)^q$ ausgedrückt werden kann, erhält man aus Gl. (68) die Geschwindigkeit w zu

$$w = w_2(\mathcal{N}_{up}/\mathcal{N}_{\text{th}})^{\frac{1}{2+q}} \tag{69}$$

mit

$$w_2 = \left(\frac{2\eta_{up}\,\varrho_{up}\,c_p\,\Delta\vartheta}{\varrho_m}\,\frac{D_h}{L}\right)^{\frac{1}{2+q}} w_1^{\frac{q}{2+q}}. \tag{70}$$

Diese Gl. (69) führt man in die Gleichung für die Wärmeleistung

$$\mathcal{N}_{\text{th}} = \alpha_w'\,F_{\text{Heiz}}(\vartheta_1 - \vartheta_2) \tag{71}$$

ein, in der α_w' von der Geschwindigkeit w nach der empirischen Beziehung

$$\alpha_w' = 0{,}032\,\frac{\lambda_w}{D_h}\,Pr^{0,31}\left(\frac{L}{D_h}\right)^{-0,054}\left(\frac{D_h\cdot w}{\nu}\right)^m \tag{72}$$

abhängt.

Darin ist λ_w die Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels und 0,032 eine dimensionslose Zahl. Pr ist die Prandtlsche Zahl (s. 3.41), ν die kinematische Zähigkeit. Der Exponent m beträgt nach Kraussold $m = 0{,}8$, der Blasiussche Exponent q kann bei sehr rauhen Rohren $q = 0$, für glatte Rohre $q = -0{,}25$ gesetzt werden. Gl. (72) und Gl. (69) in Gl. (71) eingesetzt, ergibt die Wärmeleistung in Abhängigkeit vom Eigenbedarf

$$\mathcal{N}_{\text{th}} = \mathcal{N}_1(\mathcal{N}_{up}/\mathcal{N}_{\text{th}})^{m/(2+q)} \tag{73}$$

mit der Konstanten

$$\mathcal{N}_1 = 0{,}032\,\frac{\lambda_w}{D_h}\,Pr^{0,31}\left(\frac{L}{D_h}\right)^{-0,054}\left(\frac{D_h\,w_2}{\nu}\right)^m F_{\text{Heiz}}(\vartheta_1 - \vartheta_2). \tag{74}$$

Damit findet man die Nettoleistung des Kreislaufs

$$\mathcal{N}_{\text{net}} = \mathcal{N}_{el} - \mathcal{N}_{up} = \eta_{id}\,\eta_T\,\mathcal{N}_{\text{th}} - \mathcal{N}_{\text{th}}(\mathcal{N}_{up}/\mathcal{N}_{\text{th}})$$
$$= \mathcal{N}_1\left[\eta_{id}\,\eta_T\left(\frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{\text{th}}}\right)^{\frac{m}{2+q}} - \left(\frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{\text{th}}}\right)^{\frac{m+2+q}{2+q}}\right].$$

Diese Nettoleistung hat ihr Maximum bei dem Eigenbedarf

$$\left(\frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{\text{th}}}\right)_{\text{opt}} = \eta_{id}\,\eta_T\,\frac{m}{m+2+q} \quad \text{bzw. bei} \quad \left(\frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{el}}\right)_{\text{opt}} = \frac{m}{m+2+q}. \tag{75}$$

Damit wird der optimale Eigenbedarf

mit $\begin{matrix} m = 0{,}8 \\ q = 0 \end{matrix} \quad \dfrac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{el}} = 28{,}6\,\%$ bzw. mit $\begin{matrix} m = 0{,}8 \\ q = -0{,}25 \end{matrix} \quad \dfrac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{el}} = 31{,}4\,\%$.

Da nur die Exponenten aus der Wärmeübergangs- und der Rohrreibungsgleichung erscheinen, sind die konstruktiven Daten des Kreislaufs ohne Einfluß, wenn nur der Kühlquerschnitt des wärmeaufnehmenden Rohrteils so gewählt wird, daß die Wärme bei konstanter Geschwindigkeit und Aufwärmspanne abfließt.

Die berechneten Werte des optimalen Eigenbedarfs von 28,6 % und 31,4 % können als zwei Grenzwerte angesehen werden. Für rauhe Rohre, großes Re und die Zusatzverluste in Ventilen, Krümmern usw. ist $q = 0$ und $\lambda = \text{const.}$ $q = -0{,}25$ hingegen gilt nach dem Blasiusschen Gesetz für glatte Rohre. Die wirklichen Verhältnisse werden zwischen den beiden Werten liegen. Das besagt, daß aus einem beliebigen Kreisauf die maximale Nettoleistung herausgezogen werden kann, wenn etwa 30 % der erzeugten elektrischen Leistung zum Umwälzen des Kühlmittels verwendet werden.

Eigenbedarf bei festliegendem Kühlquerschnitt. In vielen Fällen liegen im Reaktor der Kühlquerschnitt F_{Reakt} und die Aufwärmspanne $\Delta\vartheta$ des Kühlmittels fest. Dann kann mit dem Kühlmittel nur eine bestimmte Wärmemenge abgeführt werden, die proportional mit der Geschwindigkeit wächst. Bei konstantem Kühlquerschnitt ist also eine andere Geschwindigkeitsoptimierung auszuführen. Aus der thermischen Leistung $\mathcal{N}_{\text{th}} = c_p\,\Delta\vartheta\,\dot{V}\,\varrho$ folgt die elektrische Leistung

$$\mathcal{N}_{el} = \eta_{id}\,\eta_T\,c_{p,\text{Reakt}}\,F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\,(\varrho\,w)_{\text{Reakt, mittel}} = S_1\,(\varrho\,w)_{\text{Reakt, mittel}}\,. \tag{76}$$

Dabei wird η_{id} und η_T als unabhängig von der Kühlmittelgeschwindigkeit w angesehen, was für die folgenden Überlegungen mit hinreichender Genauigkeit zutrifft. $(\varrho\,w)_{\text{Reakt, mittel}}$ ist der Mittelwert über den Reaktorkern (vgl. S. 62).

Für die Leistung der Umwälzpumpe folgt dann aus Gl. (54) und (55)

$$\mathcal{N}_{up} = \mathcal{N}_{el}\,X_1/\eta_{id}\,\eta_T\,(\vartheta_w - \vartheta_m) = S_2\,(\varrho\,w)^3_{\text{Reakt, mittel}} \tag{77}$$

und für die Leistung der übrigen Hilfseinrichtungen aus Gl. (56)

$$\mathcal{N}_H = \mathcal{N}_{el}\,X_2/\eta_{id}\,\eta_T = S_3\,(\varrho\,w)_{\text{Reakt, mittel}}. \tag{78}$$

Die Nettoleistung

$$\mathcal{N}_{\text{net}} = \mathcal{N}_{el} - \mathcal{N}_{up} - \mathcal{N}_H = (S_1 - S_3)\,(\varrho\,w)_{\text{Reakt, mittel}} - S_2\,(\varrho\,w)^3_{\text{Reakt, mittel}} \tag{79}$$

hat ein Maximum an der Stelle

$$(\varrho\,w)_{\text{m, opt}} = \sqrt{\frac{S_1 - S_3}{3\,S_2}}\,. \tag{80}$$

Nimmt man die Dichte über den Querschnitt des Reaktorkerns als konstant an (falls der Kühlquerschnitt nicht so gewählt wird, daß sich in allen Kühlkanälen gleiche Aufwärmspanne einstellt, wie es üblicherweise geschieht, um größten Wirkungsgrad und kleinste Pumpenleistung zu erhalten, wird die Dichte in den zentrumnahen Kanälen wegen der höheren Temperatur kleiner sein — vor allem bei Gaskühlung — als in den zentrumsfernen), so wird $\mathcal{N}_{el} = S_1'\,w_m$, $\mathcal{N}_{up} = S_2'\,w_m{}^3$ und $\mathcal{N}_H = S_3'\,w_m$, und damit

$$w_{m,\text{opt}} = \sqrt{\frac{S_1' - S_3'}{3\,S_2'}}\,. \tag{81}$$

Beispiel 6. Für einen gasgekühlten Reaktor (z. B. Calder-Hall) sei

$S_1' = 3 \cdot 10^3\ \text{kWs/m}$, $S_2' = 1{,}1\ \text{kWs}^3/\text{m}^3$ und $S_3' \ll S_1'$; dann wird $w_{m,\text{opt}} = 30\ \text{m/s}$.

Optimale Kühlmittelgeschwindigkeit für geringste Stromerzeugungskosten. Wie Beispiel 6 zeigt, liegt die Kühlmittelgeschwindigkeit für maximale Nettoleistung verhältnismäßig hoch. Die Erzeugung einer hinreichend hohen Geschwindigkeit erfordert einen kostspieligen maschinellen Aufwand, der mit zunehmender Geschwindigkeit

wächst. Wird dieser Zuwachs der Anlagekosten bei der Optimierung berücksichtigt, so ergibt sich eine wirtschaftliche Geschwindigkeit mit minimalen Stromerzeugungskosten bei einem kleineren Wert für $(\varrho\, w)_{\text{mittel}}$. Die Abhängigkeit der Anlagekosten von der Geschwindigkeit soll analog Gl. (63) durch die lineare Gleichung

$$A = A_0' + A_1'\, w_{\text{Reakt, mittel}}$$

ausgedrückt werden. Mit $D_0' = A_0'\,\alpha/h$ und $D_1' = A_1'\,\alpha/h$ werden die Kapitalkosten geschwindigkeitsabhängig:

$$K_{\text{Kap}} = \frac{1}{\mathcal{N}_{\text{net}}}\,(D_0' + D_1'\, w_{\text{Reakt, mittel}}). \tag{82}$$

Die Stromerzeugungskosten sind dann

$$K = \frac{1}{\eta_{\text{ges}}}\left[\frac{1}{\mathcal{N}_{\text{th}}}\cdot(D_0' + D_1'\, w_{\text{Reakt, mittel}}) + p_w\right]. \tag{83}$$

Wenn wir nun eine konstante Aufwärmspanne $\Delta\vartheta$ des Kühlmittels voraussetzen, folgt $\mathcal{N}_{\text{th}}$ aus der Gleichung

$$\mathcal{N}_{\text{th}} = F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\, c_p\,(\varrho\, w)_{\text{Reakt, mittel}}. \tag{84}$$

Der Wirkungsgrad ist nach Gl. 54 über die Pumpenleistung

$$\mathcal{N}_{up} = X_1 \cdot c = X_1'\, c\,(\varrho\, w)^3_{\text{Reakt, mittel}}$$

$$X_1' = X_1/(\varrho\, w)^3_{\text{Reakt, mittel}} \tag{85}$$

beziehungsweise über den Eigenbedarf der Umwälzpumpe

$$E_{up} = \frac{\mathcal{N}_{up}}{\mathcal{N}_{el}} = \frac{1}{\eta_{id}\,\eta_T}\,\frac{X_1'\, c\,(\varrho\, w)^2_{\text{Reakt, mittel}}}{F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\, c_p} \tag{86}$$

geschwindigkeitsabhängig:

$$\eta_{\text{ges}} = \eta_{id}\,\eta_T\,\eta_E = \eta_{id}\,\eta_T - \frac{X_1'\, c}{F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\, c_p}\,(\varrho\, w)^2_{\text{Reakt, mittel}} - X_2. \tag{87}$$

Gl. (83) gibt mit Gl. (84) und Gl. (87) für die Stromkosten

$$K = \frac{D_0'}{F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\, c_p\,\varrho_{\text{Reakt, mittel}}}\;\frac{1}{\left[\eta_{id}\,\eta_T - \dfrac{X_1'\, c}{F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\, c_p}\,(\varrho\, w)^2_{\text{Reakt, mittel}} - X_2\right]}\times$$

$$\times\left[\frac{1}{w_{\text{Reakt, mittel}}} + \frac{D_1'}{D_0'} + e'\right], \tag{88}$$

wobei $e' = p_w\, F\,\Delta\vartheta\, c_p\,\varrho_{\text{Reakt, mittel}}/D_0'$ ist.

Durch Differentiation der Kosten nach der Geschwindigkeit $w_{\text{Reakt, mittel}}$ kann man die optimale Geschwindigkeit $w_{m,\,\text{opt}}$ erhalten, was auf die Gleichung 3. Ordnung

$$w^3_{m,\,\text{opt}} + \frac{3}{2}\,\frac{1}{\left(\dfrac{D_1'}{D_0'} + e'\right)}\,w^2_{m,\,\text{opt}} = \frac{1}{2}\,\frac{F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\, c_p\,(\eta_{id}\,\eta_T - X_2)}{X_1'\, c\,\varrho^2_{\text{Reakt, mittel}}\left(\dfrac{D_1'}{D_0'} + e'\right)} \tag{89}$$

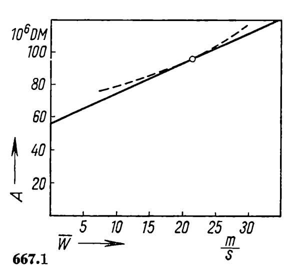
führt.

Beispiel 7. Für das in den vorigen Beispielen optimierte Kraftwerk ist nunmehr die günstigste Kühlmittelgeschwindigkeit zu suchen. Bisher wurde die Kühlmittelgeschwindigkeit willkürlich zu $w_{\text{Reakt, mittel}} = 20$ m/s angenommen.

Für die in die Rechnung eingehenden Konstanten gelten folgende Werte: $\vartheta_w = 350$ °C; $\vartheta_m = 174$ °C; $E_{up} = 0{,}1$ (bei $w = 20$ m/s); $\eta_{id} = 0{,}335$; $\eta_T = 0{,}80$; $E_H = 0{,}08$. Daraus errechnen sich

$$X_1' \cdot \frac{c\,\varrho^2_{\text{Reakt, mittel}}}{F_{\text{Reakt}}\,\Delta\vartheta\, c_p} = 0{,}067 \cdot 10^{-3}$$

$$X_2 = 0{,}0214.$$



667.1
Zu Beispiel 7: Anlagekosten, abhängig von der Kühlmittelgeschwindigkeit

668.1 Zusammenstellung der Gleichungen

optimale mittlere Arbeitstemperatur $\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}}$			
größte Leistungsausbeute	$\mathcal{N}$	$\mathcal{N}_{\mathrm{net}} = \eta_E \, \eta_T \dfrac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\mathrm{C}} \, c\,(\vartheta_w - \vartheta_m)$	(42) + (41) + (40)
	ϑ_{opt}	$\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}} = \sqrt{(\vartheta_w + 273\,°\mathrm{C})\,(\vartheta_k + 273\,°\mathrm{C})} - 273°\mathrm{C}$	(44)
geringste Stromerzeugungskosten; feste Kapitalkosten; fester Eigenbedarf	K	$K = \dfrac{A\,\alpha}{h\,c} \, \dfrac{1}{\eta_E \, \eta_T} \, \dfrac{\vartheta_m + 273\,°\mathrm{C}}{\vartheta_m - \vartheta_k} \left[\dfrac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} + e \right]$	(47)
	ϑ_{opt}	$\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}} = \vartheta_w - (\vartheta_w + 273\,°\mathrm{C}) \dfrac{1 - \sqrt{1 - \dfrac{\vartheta_w - \vartheta_k}{\vartheta_w + 273\,°\mathrm{C}} \, [1 - e\,(\vartheta_k + 273\,°\mathrm{C})]}}{1 - e\,(\vartheta_k + 273\,°\mathrm{C})}$	(49)
geringste Stromerzeugungskosten; feste Kapitalkosten; abhängiger Eigenbedarf	K	$K = \dfrac{A\,\alpha}{h\,c} \, \dfrac{1}{\left[\eta_T \dfrac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\mathrm{C}} - \dfrac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} X_1 - X_2 \right]} \left[\dfrac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} + e \right]$	(60)
	ϑ_{opt}	$\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}} = \vartheta_w - (\vartheta_w + 273\,°\mathrm{C}) \dfrac{1 - \sqrt{1 - \left[1 - \dfrac{1}{\vartheta_w + 273\,°\mathrm{C}} \, \dfrac{\vartheta_k + 273\,°\mathrm{C}}{M} \right] \cdot \left[1 - e \, \dfrac{\vartheta_k + 273\,°\mathrm{C}}{M} \right]}}{1 - e \, \dfrac{\vartheta_k + 273\,°\mathrm{C}}{M}}$	(61)
geringste Stromerzeugungskosten; variable Kapitalkosten; abhängiger Eigenbedarf	K	$K = \dfrac{1}{\left[\eta_T \dfrac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\mathrm{C}} - \dfrac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} X_1 - X_2 \right]} \, \dfrac{D_0}{c} \, \dfrac{1}{\vartheta_w - \vartheta_m} \left[1 + \dfrac{\vartheta_m - \vartheta_k}{\vartheta_m + 273\,°\mathrm{C}} \, \dfrac{D_1}{D_0} + e\,(\vartheta_w - \vartheta_m) \right]$	(66)
	ϑ_{opt}	$\vartheta_{m,\,\mathrm{opt}} = \vartheta_w - \dfrac{V - \sqrt{V^2 - U\,W}}{U}$	(67) mit (67 a, b, c)

optimale Kühlmittelgeschwindigkeit $w_{m,\,opt}$			
größte Leistungsausbeute		geringste Stromerzeugungskosten	
feste Kapitalkosten		variable Kapitalkosten	
fester Kühlquerschnitt	wählbarer Kühlquerschnitt		
Eigenbedarf	optimale Geschwindigkeit		
$\left(\frac{N_{up}}{N_{el}}\right)_{opt} = \frac{m}{2+m+q}$ (75); $m = 0{,}8$ (nach Kraussold); $q = 0$ bis $-0{,}25$ (nach Blasius); $\frac{N_{up}}{N_{el}} = 0{,}286$ bis $0{,}314\,\%$	$(\varrho w)_{m,\,opt} = \sqrt{\frac{S_1 - S_3}{3 S_2}}$ (80)	$K = \frac{D_0'}{F_{Reakt}\,\Delta\vartheta\, c_p\, \varrho_{Reakt,\,mittel}} \cdot \frac{1}{\left[\eta_{id}\,\eta_T - \frac{X_1'\,c}{F_{Reakt}\,\Delta\vartheta\, c_p}(\varrho w)^2_{Reakt,\,mittel} - X_2\right]} \cdot \left[\frac{1}{w_{Reakt,\,mittel}} + \frac{D_1'}{D_0'} + e'\right]$ (88)	$w^3_{m,\,opt} + \frac{3}{2}\,\frac{1}{\left(\frac{D_1'}{D_0'} + e'\right)}\,w^2_{m,\,opt} = \frac{1}{2}\,\frac{F_{Reakt}\,\Delta\vartheta\, c_p\,(\eta_{id}\,\eta_T - X_2)}{X_1'\,c\,\varrho^2_{Reakt,\,mittel}\left(\frac{D_1'}{D_0'} + e'\right)}$ (89)

Die Anlagekosten betragen für diese Geschwindigkeit $A = 96 \cdot 10^6$ DM. Sie hängen nach der in Fig. **667.**1 gestrichelten Kurve von der Geschwindigkeit ab, die durch die Gerade $A = (56 + 2{,}0 \cdot w_{Reakt,\,mittel})\,10^6$ DM dargestellt werden kann. Für die Konstante e' ergibt sich der Wert $e' = 22{,}4 \cdot 10^{-3}\,\text{grad}^{-1}$ und damit für die optimale Kühlmittelgeschwindigkeit die Gleichung $w^3_{m,\,opt} = 31{,}7 \times 10^3 - 25{,}8\, w^2_{m,\,opt}$ mit der Lösung $w_{m,\,opt} = 25$ m/s.

3.429 5 Zusammenfassung

Wie aus den Untersuchungen zu ersehen ist, sind für die optimale Auslegung von Wärmekraftanlagen hinsichtlich der mittleren Arbeitstemperatur und der Kühlmittelgeschwindigkeit ganz bestimmte Werte anzustreben, für welche die Bestimmungsgleichungen aufgestellt wurden.

Die Optimierung kann je nach den Erfordernissen entweder für die größte Leistungsausbeute oder für die kleinsten Stromerzeugungskosten erfolgen. Dabei ergeben sich je nach den vorliegenden Verhältnissen (mit oder ohne Berücksichtigung des Eigenbedarfs, mit festen oder variablen Kapitalkosten, gegebenem oder frei wählbarem Kühlquerschnitt) für die Optimalwerte verschiedene Gleichungen, die in Tab. **668.**1 zusammengestellt sind.

Die errechneten Optimalwerte werden sich jedoch nicht immer verwirklichen lassen, sondern oft durch technische Grenzen herabgesetzt werden. Dies gilt besonders für die Kühlmittelgeschwindigkeiten, deren Optimalwerte bei Flüssigkeitskühlung oft so hoch liegen, daß sie technisch nicht zulässig sind. Auch die mittlere Arbeitstemperatur muß bei Reaktoranlagen wegen der technischen Gegebenheiten unter Umständen tiefer als der optimale Wert gehalten werden. Bei Kohlekraftanlagen wird die

optimale Temperatur wegen der thermodynamischen Eigenschaften des Dampfes kaum erreicht.

Bei Auslegung von Reaktoranlagen ist es jedoch selbst dann vorteilhaft, die optimalen Werte zu kennen, wenn sie technisch nicht erreichbar sind. Es läßt sich dann abschätzen, welche Verbilligung der Kilowattstunde sich durch weitere Anstrengung noch erreichen läßt. Vor allem aber kann vermieden werden, daß infolge zu großen Aufwandes die Optimalwerte überschritten werden. Diese Gefahr ist bei Reaktoranlagen, bei denen der optimale Wirkungsgrad verhältnismäßig niedrig liegt, durchaus gegeben.

Wie aus Fig. **661.**1 ersichtlich, ist das Kostenminimum bei Reaktoranlagen auch spitz im Gegensatz zu dem flachen Kurvenverlauf von Kohlekraftwerken. Auch aus diesem Grund ist die Einhaltung einer optimalen Temperatur bei Atomkraftwerken viel wichtiger als bei Kohlekraftwerken.

Die Überlegungen gelten für alle Anlagen, bei denen das Kühlmittel seinen Aggregatzustand nicht ändert. Bei Siedereaktoren homogener und heterogener Bauart gelten ähnliche Überlegungen.

Zusammenfassende Literatur:

Goodmann, C., u. Mitarb., The Science and Engineering of Nuclear Power. Bd. 2, Cambridge, USA 1949. — The Role of Engineering in Nuclear Energy Development. Bericht der USAEC, TID-5031, Oak Ridge 1951. — The Reactor Handbook, Bd. 2, Engineering, USAEC, New York 1955. — Reihe: Progress in Nuclear Energy, Serie II, Reactors, Bd. 1, London 1956; Serie IV, Technology and Engineering, London 1956. — Thompson, A. St., u. Rodgers, O. D., Thermal Power from Nuclear Reactors, New York u. London 1956. — Liquid-Metals Handbook, Bericht der USAEC, 2. Ausgabe, Washington 1954. — Liquid-Metals Handbook. Sodium-NaK Supplement. Bericht der USAEC, Washington 1955. — Ledinegg, M., Dampferzeugung, Dampfkessel, Feuerungen, Theorie, Konstruktion, Betrieb. Wien 1952. — Münzinger, F., Dampfkraft, Berechnung und Verhalten von Wasserrohrkesseln, Erzeugung von Kraft und Wärme, 3. Aufl., Berlin-Göttingen-Heidelberg 1949. — Zinzen, A., Dampfkessel und Feuerungen, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950.

3.5 Grundlagen der Reaktorregelung*)

Beim Bau des ersten Kernreaktors war es das entscheidende Problem, eine sich selbst erhaltende Spaltungs-Kettenreaktion überhaupt in Gang zu bringen. Eine relativ primitive Steuerung des Reaktors sollte die Kettenreaktion dann unter Kontrolle halten. Doch schon bald erwies es sich als zweckmäßig, die Steuerung durch eine Regelung (Unterschied zwischen Steuerung und Regelung s. Abschnitt 3.511 2) zu ersetzen, die die folgenden Aufgaben zu erfüllen hat:

Während des Anfahrens hat das Regelsystem dafür zu sorgen, daß der Reaktor, vom unterkritischen Zustand ausgehend, in einen kritischen gebracht wird, während dessen nur wenig mehr Neutronen erzeugt werden, als zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion benötigt werden, so daß sich die mit der Spaltungsrate verbundene Wärmeleistung mit gewünschter Geschwindigkeit auf den erwünschten Wert einstellt. Nach dem Erreichen dieses Zustandes soll das Regelsystem das Gleichgewicht der Neutronenbilanz dauernd aufrechterhalten, so daß die Spaltungsrate und die damit verbundene Leistung des Reaktors konstant gehalten wird. Darüber hinaus soll das Regelsystem eines Leistungsreaktors in der Lage sein, die vom Reaktor abgegebene Leistung einem gewünschten Programm folgen zu lassen und innere oder äußere Störungen der Neutronenbilanz so „auszuregeln", daß die gewünschte Leistung des Reaktors durch diese Störungen möglichst wenig beeinflußt wird. Endlich muß die Möglichkeit gegeben sein,

*) Verfaßt von M. Belamin und W. Braun, Erlangen.

die Leistung des Reaktors entsprechend den Bedürfnissen mehr oder weniger schnell um viele Zehnerpotenzen zu reduzieren, diesen also „abzustellen“.

Diese „Regelmanöver“ lassen sich zwar auch von Hand ausführen, wobei die Aufmerksamkeit und die Übung des Bedienungspersonals den selbsttätigen Regler ersetzen. Vor allem bei Reaktoren mit gewissen selbstregelnden Eigenschaften ist es möglich, von Hand wenigstens eine vorgeschriebene Leistung zu halten, wenn nicht schon kleine Störungen der eingeregelten Leistung eine Sicherheitsabschaltung veranlassen, weil der Reaktor hart an irgendeiner oberen Belastungsgrenze betrieben wird. Ist dies aber, wie meist, der Fall, oder müssen schnell und überraschend auftretende Störungen ausgeregelt werden können, soll der Reaktor so schnell wie möglich angefahren werden oder soll die Leistung des Reaktors einem vom Wärmekraftwerk der Reaktorstation vorgeschriebenen, schnell veränderlichen Programm folgen, so ist eine Handregelung zu langsam, wenn sie vorsichtig geschieht, oder führt zu häufigen Sicherheitsabschaltungen, wenn versucht wird, so schnell wie möglich zu regeln. Das Auslösen einer Sicherheitsabschaltung in einem Kernkraftwerk, das möglichst zuverlässig auf das allgemeine Netz arbeiten soll, ist aber ein sehr kostspieliger Betriebszwischenfall. Außerdem ist eine selbsttätige Regelung viel betriebssicherer, weil menschliches Versagen und Fehlbedienungen ausgeschlossen sind.

Um ein selbsttätiges Regelsystem zu entwerfen, das allen Anforderungen genügt, ist die genaue Kenntnis des zeitlichen Verhaltens einer Kettenreaktion, wie sie sich im Reaktor abspielt, erforderlich. Es sind zwei Umstände, die eine Regelung des Reaktors zunächst als äußerst schwierig erscheinen lassen, nämlich daß die Spaltungsrate bei Versagen des Regelsystems über alle Maßen anwachsen könnte und damit die freiwerdende Energie den Reaktor zerstört, und daß dieses Anwachsen zufolge den kinetischen Gesetzen einer Kettenreaktion außerordentlich schnell erfolgen könnte. Glücklicherweise treffen diese Befürchtungen nicht zu: Der negative Temperaturkoeffizient der Reaktivität eines Reaktors wirkt auf seine Leistung teilweise von selbst stabilisierend, zumindest begrenzend. Manche Reaktortypen haben sogar einen so großen negativen Temperaturkoeffizienten der Reaktivität und sind so ausgelegt, daß sich der Reaktor von selbst und ohne starkes Überschwingen auf die gewünschte Leistung stabilisiert. Weiter erfolgt das Anwachsen der Leistung nicht so schnell, wie man aus der mittleren Lebensdauer einer Neutronengeneration im Reaktor erwarten würde, weil ein Teil der im Gefolge einer Spaltung abgegebenen Neutronen stark verzögert in die Generationenfolge der Reaktorneutronen eintritt, so daß das Anwachsen der Spaltungsrate in dem Maße abnimmt, wie diese verzögerten Neutronen noch zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion benötigt werden. Beide Effekte werden in bezug auf ihren Einfluß auf das zeitliche Verhalten eines Kernreaktors noch eingehend besprochen.

3.51 Selbsttätige Reaktorregelung

3.511 Beschreibung eines Regelkreises

3.511 1 Der Reaktor als labile Regelstrecke

Es soll zunächst unter Vernachlässigung der beiden obengenannten Effekte, des Temperaturkoeffizienten der Reaktivität und der verzögerten Neutronen, gezeigt werden, daß ohne jede Regelung die Neutronenflußdichte und damit die Leistung des Reaktors stets bestrebt ist, entweder zu wachsen oder abzunehmen; von dem Grenzfall zwischen den beiden Zuständen abgesehen, bei dem der Multiplikationsfaktor exakt gleich Eins ist. Wir beschränken uns bei der Beschreibung des zeitlichen Verhaltens auf einen thermischen, homogenen Reaktor ohne Reflektor; jedoch lassen sich die aus

dieser Behandlung gewonnenen Erkenntnisse auch auf heterogene Reaktoren und Reaktoren mit Reflektor anwenden.

Die Diffusionsgleichung für thermische Neutronen (s. 3.23)

$$D \cdot \Delta \Phi(x, y, z, t) - \Sigma_a \Phi(x, y, z, t) + Q_{\mathrm{th}}(x, y, z, \bar{\tau}, t) = \frac{1}{v} \dot{\Phi}(x, y, z, t) \tag{1}$$

beschreibt in vereinfachter Weise die räumliche Verteilung und das zeitliche Verhalten der Neutronenflußdichte in einem Medium. Diese grundlegende Differentialgleichung dient auch für die Kinetik eines Reaktors als Ausgangspunkt. Die Lösungsmethoden solcher partieller Differentialgleichungen, deren Konstanten durch die Zusammensetzung des Mediums und deren Randbedingungen durch die örtliche Verteilung der den Reaktor aufbauenden Werkstoffe bestimmt werden, sind bereits in Abschn. 3.2 dieses Buches angegeben. Es soll auch darauf verzichtet werden, die Neutronenflußdichte als Funktion des Ortes, der Zeit und des bei kinetischen Vorgängen unter Umständen veränderlichen Neutronenenergiespektrums vollständig zu beschreiben, was z. B. dann notwendig ist, wenn man untersuchen möchte, ob bei kinetischen Vorgängen an irgendeiner Stelle des Reaktors Gefahrengrenzen überschritten werden.

Für die weitere Betrachtung des zeitlichen Verhaltens allein können deshalb wesentliche Vereinfachungen getroffen werden: Die örtliche Abhängigkeit der Neutronenflußdichte wird vernachlässigt und mit einem Mittelwert, gebildet über den ganzen Reaktor, weitergerechnet, so daß nur die zeitliche Änderung der mittleren Neutronenflußdichte durch die Gleichung zum Ausdruck kommt. Dadurch geht die partielle Differentialgleichung in eine gewöhnliche über. Weiterhin wird in den meisten Abhandlungen nicht mit der Neutronenflußdichte $\Phi(r, t)$, sondern mit der Neutronendichte $n(r, t) = 1/\bar{v} \cdot \Phi(r, t)$ (vgl. 3.211) gerechnet, was dann zulässig ist, wenn das Energiespektrum der Neutronen während dynamischer Vorgänge im Reaktor unverändert bleibt. Dies erweist sich bei der Behandlung der erweiterten, die verzögerten Neutronen berücksichtigenden Gleichung als zweckmäßig. Schließlich sehen wir von eventuell in den Reaktor eingebrachten künstlichen Neutronenquellen und von der spontanen Spaltung ab. Ohne Berücksichtigung der verzögerten Neutronen lautet die Gleichung für die Zeitabhängigkeit der Neutronendichte n dann

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{k-1}{\tau_{\mathrm{th}}} \cdot n, \tag{2}$$

worin τ_{th} die mittlere Lebensdauer der thermischen Neutronen und k den Multiplikationsfaktor, auf den Reaktor als Ganzes bezogen, bedeuten.

Der Multiplikationsfaktor stellt das Verhältnis der Neutronendichte nach Ablauf einer Generation zu der zu Beginn vorhandenen Neutronendichte dar, so daß $k = 1$ den Gleichgewichtszustand im Reaktor, $k > 1$ eine Zunahme der Neutronendichte und $k < 1$ eine Abnahme derselben bedeuten [1]. Gl. (2) kann auf folgende Weise erläutert werden: Nach Ablauf einer Generation ist die ursprüngliche Neutronendichte n auf den k-fachen Wert angewachsen, also ist die Neutronendichte dann $k \cdot n$. Der Zuwachs beträgt demnach:

$$k \cdot n - n = (k - 1) \cdot n.$$

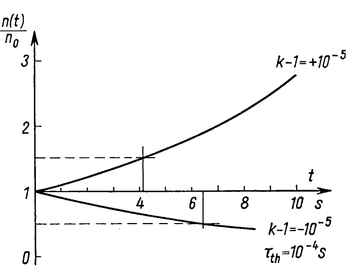
Die Änderungsgeschwindigkeit der Neutronendichte $\mathrm{d}n/\mathrm{d}t$ ergibt sich, wenn der während einer Generation erzielte Zuwachs durch die Neutronenlebensdauer τ_{th} geteilt wird.

Aus der Lösung

$$n(t) = n_0 \cdot \exp\left(\frac{k-1}{\tau_{\mathrm{th}}} \cdot t\right) \tag{3}$$

der reaktorkinetischen Differentialgleichung geht unmittelbar hervor, daß die Neutronendichte exponentiell zu- oder abnimmt, je nachdem ob $k > 1$ oder $k < 1$ ist. Für den Grenzfall $k = 1$ existiert nur ein labiler Gleichgewichtszustand, da jede auch noch so kleine Abweichung vom Wert $k = 1$ eine Zu- oder Abnahme der Neu-

tronendichte hervorruft. Um die Neutronendichte unter Kontrolle zu halten, ist also eine Steuerung oder eine Regelung des Reaktors unentbehrlich. Ferner folgt aus Gl. (3), daß die Änderung der Neutronendichte nach einer Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstante erfolgt, die umgekehrt proportional der Abweichung des Wertes k von 1 ist. Das heißt, die Zeitkonstante ist nicht wie bei anderen Regelstrecken eine durch den inneren Aufbau ein für allemal gegebene Konstante, sondern hängt von dem eingestellten Wert k ab. Das nichtlineare Verhalten des Reaktors kommt durch die Eigenschaft zum Vorschein, daß $k - 1$ auch von der Neutronendichte abhängig sein kann, sei es durch innere Vorgänge im Reaktor oder durch den Eingriff der Regelung. Weiter geht aus Gl. (3) hervor, daß die Neutronendichte und damit die Leistung bei $k - 1 > 0$ auf unbeschränkte Werte anwachsen kann. Wie man aus Gl. (3) ersieht, ist der Betrag des zeitlichen Differentialquotienten $|dn/dt|$ der Neutronendichte zu Beginn einer Änderung zwar für negative und positive Werte $k - 1$ desselben Betrages gleich; $|dn/dt|$ nimmt jedoch im Laufe der Zeit bei $k - 1 > 0$ zu und bei $k - 1 < 0$ ab. Deshalb wird dieselbe Änderung der Neutronendichte bei $k - 1 > 0$ in kürzerer Zeit durchlaufen als bei $k - 1 < 0$. Das Reaktorzeitverhalten ist also unsymmetrisch in bezug auf den Wert $k = 1$; daher erscheint es auch zweckmäßig, bei der Einleitung von Regelvorgängen die Größe k mit verschiedenen Geschwindigkeiten zu verändern, und zwar bei ihrer Vergrößerung mit einer kleineren Geschwindigkeit als bei ihrer Verringerung (Fig. **673.1**). Aus dem exponentiell von der Reaktivität abhängigen Zeitverhalten eines Reaktors folgt auch, daß beim Übergang zu einer höheren Neutronendichte die Änderungsgeschwindigkeit $|dn/dt|$ größer ist als beim Übergang zu einer kleineren Neutronendichte. Es wird also die stabile Regelung (s. 3.523) auf eine höhere Neutronendichte größere Schwierigkeiten bereiten als die auf eine entsprechend niedrigere. Schließlich muß in den meisten praktischen Fällen die Änderungsgeschwindigkeit der Neutronendichte und damit der Leistung aus wärmetechnischen und anderen Gründen nach oben begrenzt sein. Diese Anforderung besagt, entsprechend dem exponentiellen Wachstumsgesetz der Neutronendichte und der sehr kurzen Lebensdauer der thermischen Neutronen im Reaktor (einige Millisekunden und weniger), daß die Größe k nur um wenige Tausendstel den Wert Eins überschreiten darf. Genauere Angaben folgen in Abschn. 3.531.



673.1 Zeitliches Verhalten der Neutronendichte bei $(k - 1) > 0$ bzw. $(k - 1) < 0$ (prompte Neutronen allein, $\tau_{th} = 10^{-4}$ s)

3.511 2 Vergleich zwischen Steuerung und Regelung

Bei einer „Steuerung" wird ein Befehl über eine offene Gliederkette an die Ausgangsgröße erteilt[1]). Eine Eingangsgröße bedient, gegebenenfalls nach geeigneter funktionaler Umformung und nach Verstärkung in einem Leistungsverstärker, das Steuerglied, ohne daß die erzielte Wirkung mit der beabsichtigten Wirkung verglichen und die Eingangsgröße dementsprechend geändert wird. Es liegt demnach bei einer Steuerung kein geschlossener Wirkungskreis vor.

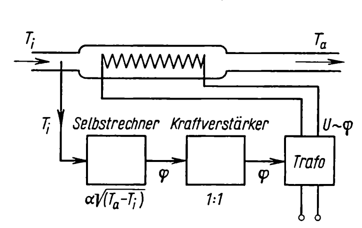
Ein Beispiel möge den Unterschied zwischen einer Steuerung und einem Regelkreis erläutern. Steuerung und Regelung sollen hier, um einen Vergleich ihrer Wirkungsweise zu ermöglichen (vgl. Fig. **674.1** und **674.2**), dieselbe Aufgabe haben, nämlich eine Ausgangsgröße gegenüber Störungen konstant zu halten. In einem Durchlauferhitzer

[1]) DIN 19226

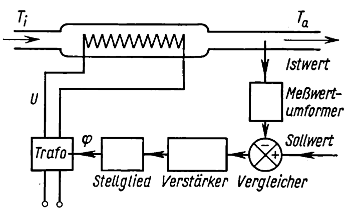
soll eine Flüssigkeit von veränderlicher Eintrittstemperatur T_i mittels einer durch einen Regeltrafo gespeisten elektrischen Heizung auf die konstant zu haltende Austrittstemperatur T_a gebracht werden. Ist ein Stellwinkel φ am Regeltransformator der Spannung U an der Heizung proportional, so ist der Funktionalzusammenhang zwischen T_i und φ unter der Bedingung konstanter Austrittstemperatur:

$$\varphi = \alpha \cdot \sqrt{T_a - T_i}.$$

In dieser Steuerung wird also die Eingangsgröße T_i vor Eintritt in den Durchlauferhitzer gemessen und dem Selbstrechner zugeführt, der die obige mathematische Operation ausführt. Dessen Ausgangssignal wird über einen Verstärker dem Stellglied (Regeltrafo) zugeleitet. Die Ausgangsspannung des Regeltransformators wird dadurch in dem Sinn eingestellt, daß sie die Ausgangstemperatur konstant zu halten sucht.



674.1 Steuerung zur Konstanthaltung der Austrittstemperatur eines elektrischen Durchlauferhitzers



674.2 Regelung zur Konstanthaltung der Austrittstemperatur eines elektrischen Durchlauferhitzers

Wie man sich an Hand des Beispiels leicht klarmachen kann, werden sich die durch die Eingangsgröße nicht erfaßten Störungen, z. B. Schwankungen der Durchflußmenge oder der Primärspannung am Regeltrafo, voll auf die Ausgangsgröße auswirken. Völlig versagen wird eine Steuerung dann, wenn die zu steuernde Größe keine eindeutige Funktion des Einflusses ist, den die Steuerung auf die zu steuernde Größe ausübt. Dies ist z. B. bei einem Reaktor der Fall: Die Leistung des Reaktors als zu steuernde Größe ist keine eindeutige Funktion der Reaktivität, durch deren Veränderung die Steuerung Einfluß auf die Leistung zu nehmen sucht.

Im Gegensatz zu einer Steuerung stellt eine „Regelung" immer einen geschlossenen Wirkungskreis dar. Die zu regelnde Größe wird fortlaufend gemessen, der Meßwert oder eine ihm verhältnisgleiche Ersatzgröße wird in einem Vergleicher mit dem verlangten „Sollwert" zusammengeführt und die Differenz beider Größen gebildet. Entsprechend dem Wunsch, die Abweichung des tatsächlichen Wertes der Regelgröße, des Istwertes, vom gewünschten Wert der Regelgröße, dem Sollwert, kleinzuhalten, wird die im Vergleicher gebildete Differenz einem Verstärker zugeleitet. Der Regelkreis wird dadurch geschlossen, daß die Ausgangsgröße des Verstärkers auf das Stellglied wirkt. Das letztere beeinflußt die Regelgröße in dem Sinne, daß die durch irgendeine Störung entstandene Abweichung der Regelgröße vom gewünschten Wert vermindert wird. Die auf diese Weise veränderte Regelgröße wird wieder von der Messung erfaßt und dem Regler über den Vergleicher zugeführt. Zwar ist eine Aufteilung des Regelkreises in eine Regelstrecke und in einen Regler physikalisch nicht erforderlich; in der Praxis wird dies jedoch im Hinblick auf den Aufbau des Kreises vorgenommen. So kann mindestens der Teil des Regelkreises, der die Regelgröße liefert, als „Regelstrecke" bezeichnet werden. Im Gegensatz zu einer Steuerung ist eine Regelung dank dem Vergleich zwischen der zu regelnden Größe und dem Sollwert in der Lage, auch solche Systeme zu regeln, bei denen die zu regelnde Größe keine eindeutige Funktion des Einflusses ist, den der Regler auf die zu regelnde Größe ausübt.

An Hand des vorgenannten Beispiels würde eine Regelung zur Erzielung konstanter Austrittstemperatur z. B. folgendermaßen eingerichtet sein (s. Fig. **674.2**): Der Meß-

wert eines Temperaturmeßinstruments wird nach geeigneter Umformung in eine dem Sollwert dimensionsgleiche Größe dem Vergleicher zugeführt. Die Differenz zwischen dem Meßwert und einem, der gewünschten Austrittstemperatur T_a proportionalen Sollwert wird in einem Leistungsverstärker verstärkt und dem Stellglied zugeführt, das die Heizspannung am Regeltransformator im richtigen Sinne solange ändert, bis Istwert und Sollwert übereinstimmen. Weil die zu regelnde Größe gemessen und mit dem Sollwert verglichen wird, ist im Gegensatz zu einer Steuerung ein Regelkreis in der Lage, sämtliche auftretenden Störungen zu erfassen und auszuregeln. Der Vergleich zwischen Fig. **674.**1 und Fig. **674.**2 zeigt, welch grundsätzlich verschiedene Wege bei Steuerung und bei Regelung zur Lösung derselben Aufgabe beschritten werden können. Es soll hier noch erwähnt werden, daß bei manchen Regelstrecken das Prinzip der Regelung mit dem der oben beschriebenen Art einer Steuerung kombiniert werden kann, wie z. B. in Schaltungen von stabilisierten Spannungs- und Stromversorgungsgeräten (s. 1.435).

3.511 3 Anforderungen an einen selbsttätigen Regelkreis

Wie bereits aus der Beschreibung des angeführten Regelkreises hervorging, hat der Regler im Zusammenwirken mit der Regelstrecke gewisse Anforderungen zu erfüllen, damit das Regelsystem zur Lösung der ihm gestellten Regelaufgabe geeignet ist. Es sollen hier nur die wichtigsten Anforderungen an einen Regelkreis qualitativ diskutiert werden, eine ausführliche quantitative Darstellung findet sich in Abschn. 3.52.

Eine naheliegende Anforderung ist z. B. die, daß der Regler bei konstantem Sollwert den Istwert auch über lange Zeit in vorgeschriebenen Toleranzen konstant hält. Die Bauelemente des Reglers dürfen also weder nennenswerte Nullpunktsverschiebungen noch Empfindlichkeitsänderungen erleiden. Dies gilt in besonderer Weise für die Meßinstrumente und Meßwertumformer zur Messung des Istwerts.

Die zur Korrektur der Regelgröße notwendige Ausgangsgröße des Reglers, die „Stellgröße", soll durch eine möglichst kleine Differenz zwischen Soll- und Istwert hervorgerufen werden. Das heißt: Im Gleichgewichtszustand des Regelkreises soll sich der Istwert der Regelstrecke möglichst wenig vom eingestellten Sollwert unterscheiden.

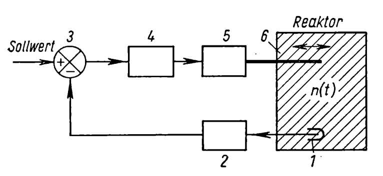
Beim plötzlichen Übergang des Sollwerts von einem Wert zu einem anderen soll der Regler die Regelstrecke ebenfalls auf einen dem neuen Sollwert entsprechenden Wert des Istwerts bringen. Diese Anforderung ist nicht bei jedem Regler ohne weiteres erfüllt: Sowohl der Regler als auch die Regelstrecke sind im allgemeinen Energiespeicher, der Regelkreis kann also ein schwingungsfähiges Gebilde sein. Die obige Anforderung besagt, daß die durch den Übergang des Sollwerts angeregten Schwingungen des Istwerts gedämpft oder aperiodisch sein müssen. Man nennt diese Eigenschaft die „Stabilität" des Regelkreises.

Ein idealer Regler würde bei plötzlicher Änderung des Sollwerts die Regelstrecke sofort und ohne „überzuschwingen" auf den neuen Wert bringen. Solche Regelkreise sind zwar nicht realisierbar; durch eine „Optimierung" des Regelkreises läßt sich jedoch erreichen, daß der Istwert bei plötzlicher Veränderung des Sollwerts weder zu lange um den gewünschten Wert schwingt, noch sich wegen zu starker Dämpfung zu langsam an den gewünschten Wert annähert, sondern sich schnell und ohne starke Schwingungen auf den neuen Wert einstellt.

3.512 Bauelemente einer selbsttätigen Reaktorregelung

Entsprechend den Ausführungen in den Abschn. 3.511 2 u. 3.511 3 soll nun in groben Zügen das Blockschaltbild eines sehr einfachen Reglers entworfen werden, der die mittlere Neutronenflußdichte eines Reaktors einem vorgegebenen Wert folgen läßt (Fig. **676.1**). Dabei sei zunächst von Gesichtspunkten der Stabilität und der Optimierung des Regel-

kreises abgesehen. An einem geeigneten Ort im Reaktor wird die Neutronenflußdichte durch eine Meßsonde gemessen. Die Ausgangsgröße des Meßgeräts sei beispielsweise eine der Neutronenflußdichte proportionale Zahl elektrischer Impulse in der Zeiteinheit. Im Meßwertumformer wird diese Größe in eine, für den Regler geeignete Größe anderer Art umgewandelt, beispielsweise in eine der Neutronenflußdichte proportionale elektrische Spannung. Im Vergleicher wird diese Ersatzmeßgröße von einer der gewünschten Neutronenflußdichte proportionalen Spannung subtrahiert und die Differenz beider Spannungen, die nun der Regelabweichung proportional ist, in den Verstärker geleitet. Dabei ist Voraussetzung, daß die dem Sollwert entsprechende Spannung in demselben Verhältnis zur Neutronenflußdichte steht wie die dem Meßwert entsprechende Spannung. Der Regelstabantrieb wird durch den Verstärker so gespeist, daß der Regelstab in den Reaktor eingefahren, die Reaktivität also vermindert wird, wenn der Istwert der Neutronenflußdichte größer als der Sollwert ist, und umgekehrt. In den folgenden Abschnitten sollen die Bauelemente eines solchen Regelkreises zur Regelung eines Reaktors im einzelnen besprochen werden.



676.1 Blockschaltbild einer selbsttätigen Reaktorregelung. 1 Messung der Neutronendichte, 2 Vorverstärker und Meßumformer, 3 Vergleicher, 4 Leistungsverstärker, 5 Regelstabantrieb, 6 Regelstab

3.512 1 Messung der Neutronenflußdichte

Wie wir bereits betont haben, stellt der Vergleich des gemessenen Istwerts mit dem vorgegebenen Sollwert das wesentliche Element eines Regelkreises dar. Es muß also bei der selbsttätigen Regelung eines Reaktors zunächst überlegt werden, durch welche Größe der Istwert eines Reaktors zweckmäßigerweise charakterisiert wird und welche Größe demzufolge als Istwert gemessen werden soll. Stellt man sich ein vollständiges Reaktorkraftwerk vor mit dem Reaktor, den Wärmetauschern, Dampferzeugern, Turbo-Generatoren und den diese Komponenten verbindenden Kreisläufen, so stellt letzten Endes die elektrische Ausgangsleistung den Istwert dar, der mit dem geforderten Sollwert der Leistung, mit der das Kraftwerk auf das Netz arbeiten soll, verglichen werden muß. Im allgemeinen wird ein einziger Regelkreis diese Aufgabe nicht lösen können, weshalb ein Kraftwerk oft durch ein recht kompliziertes System miteinander vermaschter Regelkreise geregelt wird, in das im Fall eines Reaktorkraftwerks etwa die Wärmeleistung des Reaktors, Temperaturdifferenzen, Durchflußmengen, Drehzahlen, elektrische Meßgrößen usw. als Meßwerte in die einzelnen Komponenten eingehen werden. Mit Ausnahme des Reaktors selbst unterscheidet sich jedoch die Regelung eines Kernkraftwerks nicht grundsätzlich von der eines konventionellen Wärmekraftwerks. Wir können uns deshalb auf die selbsttätige Regelung des Reaktors beschränken.

Die Anwendung der Kernreaktoren als Wärmequellen und die meist durch wärmetechnische Größen gegebenen Belastungs- und Betriebsgrenzen legen es nahe, die Wärmeleistung eines Reaktors als repräsentative, zu regelnde Größe zu betrachten. Es ist aber aus Abschn. 3.2 und Abschn. 3.42 bekannt, daß die mittlere Neutronenflußdichte in weiten Bereichen proportional der Wärmeleistung eines Reaktors ist. Der Leistungs-Istwert eines Reaktors wird deshalb zweckmäßigerweise durch Messung der mittleren Neutronenflußdichte ermittelt. Es wäre auch daran zu denken, aus wärmetechnischen Größen wie Aufwärmspanne und Durchflußstromstärke des Kühlmittels im Wärmetauscher die Wärmeleistung direkt zu ermitteln und sie als Istwert einzuführen. Dabei werden aber durch die Wärmeträgheit des Systems relativ große Zeitverzögerungen eingeführt, so daß schnelle Änderungen der Leistung nicht ausgeregelt

werden könnten. Die Messung der Neutronenflußdichte liefert demgegenüber eine Ersatzmeßgröße für die Wärmeleistung mit wesentlich kleinerer Zeitkonstante. Man benötigt jedoch die wärmetechnisch gemessene Leistung des Reaktors zur Eichung des Zusammenhangs von Leistung und mittlerer Neutronenflußdichte. Aus der Zahl der möglichen Meßmethoden sollen hier nur die Verfahren geschildert werden, die zur Messung der thermischen Neutronenflußdichte in Reaktoren praktisch angewendet werden. Verfahren zur Messung der Flußdichte schneller Neutronen werden zum Schluß des Abschnitts gestreift. Wegen der physikalischen Grundlagen verweisen wir auf Abschn. 1.4.

Entsprechend dem geforderten Arbeitsbereich der Regelung eines Reaktors müssen die Sonden zur Messung der Neutronenflußdichte in der Lage sein, deren Größe über mehr als acht Zehnerpotenzen hinweg genau zu messen. Dazu kommt man nicht mit einem einzigen Meßinstrument aus. Daneben werden an die Strahlungsmeßsonden in den verschiedenen Arbeitsbereichen eines Reaktors ganz verschiedene Anforderungen gestellt, so daß es notwendig ist, die Meßmethoden in mindestens zwei Klassen zu unterteilen, entsprechend dem Anfahr- und dem Betriebsbereich eines Reaktors. Im Anfahrbereich ändert sich die Neutronenflußdichte um viele Zehnerpotenzen, z. B. etwa von 10^6 bis 10^{12} $cm^{-2} \cdot s^{-1}$. Die Meßsonden müssen also empfindlicher sein als im Betriebsbereich, in dem die Neutronenflußdichte 10^{12} bis 10^{14} $cm^{-2} \cdot s^{-1}$ und mehr beträgt. Die im Anfahrbereich verwendeten, hochempfindlichen Neutronenmeßsonden sollten nach Erreichen des Betriebsbereichs in Gebiete niedriger Neutronenflußdichte zurückgezogen werden. Außerdem herrscht im Verhältnis zur Neutronenflußdichte im Anfahrbereich eine viel größere Gamma-Strahlungsintensität als im Betriebsbereich, besonders beim Wiederanfahren des Reaktors nach kurzer Abschaltpause. Die Meßsonden müssen also ein höheres n/γ-Verhältnis haben (wie man das Verhältnis des durch Neutronen verursachten zu dem durch Gamma-Quanten erzeugten Beitrag zum Meßwert nennt). Im Betriebsbereich ist ein so großer Meßbereich nicht erforderlich. Unter Einschluß einer gewissen Überlappung der Bereiche sind vier Zehnerpotenzen, beispielsweise von 10^{11} bis 10^{15} $cm^{-2} \cdot s^{-1}$ sicher ausreichend. Außerdem brauchen die Meßsonden keine so große Empfindlichkeit und kein so hohes n/γ-Verhältnis zu besitzen. Dagegen ist eine hohe Lebensdauer bei relativ hoher Neutronenflußdichte erforderlich, wobei unter Lebensdauer verstanden sein soll, daß sich die Eigenschaften über lange Zeit bei hoher Flußdichte nicht wesentlich ändern. Schließlich müssen die Strahlungsmeßsonden unter Umständen bei erhöhter Temperatur noch zuverlässig betriebsfähig bleiben, andernfalls bedürfen sie einer besonderen Kühlung.

In Tab. **678.1** u. **679.1** sind für die verschiedenen Typen von Neutronenmeßsonden charakteristische Daten einzelner Ausführungsbeispiele angegeben, die sich als Meßwertgeber für selbsttätige Reaktorregeleinrichtungen praktisch bewährt haben[1]).

a) Proportionalzählrohre für thermische Neutronen: 1. B^{10}-belegtes Zählrohr (ANL, Reactor Handbook Bd. 2, S. 951, Fig. 7.4.11); 2. BF_3-gefülltes Zählrohr (Westinghouse, Elect. Tube Div. WL 6307).

Proportionalzählrohre werden nur im Anfahrbereich verwendet, einerseits, weil ihre hohe Empfindlichkeit sie zur Messung kleiner Neutronenflußdichten geeignet macht, vor allem aber, weil die Empfindlichkeit von Zählrohren mit Gasverstärkung so stark von der Temperatur abhängt, daß der Arbeitsbereich dieser Rohre dadurch begrenzt ist, daß die Temperatur am Meßort trotz ansteigender Leistung des Reaktors hinreichend konstant bleiben müßte. Infolge der begrenzten Pulsrate ist der Meßbereich allerdings auf etwa vier Zehnerpotenzen beschränkt, so daß zur Überdeckung des gesamten

---

[1]) Harrer, J. M., The Reactor Handbook, Bd. 2, Engineering, Kap. 7.4, Nuclear Reactor Instrumentation and Control, AECD-3645, New York 1955. — Abson, W., Wade, F., Nuclear Reactor Control Ionization Chambers. Proc. of the IEE **103 B** (1956) 590.

Anfahrbereichs mehrere solcher Zählrohre an Meßorten verschiedener Flußdichte verwendet werden müssen.

Die beiden Rohre sind etwa gleich empfindlich, Rohr 1 ist im Betrieb robuster als Rohr 2. Bei gleicher Empfindlichkeit lassen sich die Neutronenimpulse aus dem BF_3-Zählrohr besser gegen die Gamma-Impulse diskriminieren, als das beim B-belegten Zählrohr möglich ist (Energieverluste der Alpha-Teilchen im Bor-Belag). Weil jedoch beim B-belegten Zählrohr die Wahl des geeignetsten Füllgases frei ist, das BF_3-Zählrohr hingegen an BF_3-Gas mit Zusätzen gebunden ist, läßt sich beim ersteren Zählrohr ein langes Plateau mit geringer Steigung einfacher erzielen. Deshalb ist auch Rohr 1 gegen die schädigenden Einflüsse von Gamma-Strahlung und Neutronenflußdichte stabiler als Rohr 2.

678.1 Charakteristische Daten von Neutronenmeßsonden

	Typ	Meßbereich Flußdichte Φ $cm^{-2}\,s^{-1}$	Meßbereich Zählrate R_z s^{-1}	Empfindlichkeit R_z/Φ cm^2	Betriebsspannung V	Multiplikationsfaktor bzw. Impulshöhe	Charakteristik	Füllung
a) Proportionalzählrohre für Neutronen								
1)	B^{10}; B^{10}-belegtes Proportional-Zählrohr	$<10^4$	$<10^5$	5 bis 10	1035		Zählrate Imp./s 0, 200, 400, 600, 800; ohne Cd; mit Cd; Spannung 900, 960, 1020 V	He + 5% Äther 100 Torr
2)	BF_3; BF_3-gefülltes Proportional-Zählrohr	$<10^4$	$<10^5$	4,5	2000	Multiplikationsfaktor 10, 10^2, 10^3, 10^4; Spannung 1, 1,5, 2 kV	Zählrate Imp./s 0, 200, 400, 600, 800; Spannung 1,8, 2,0, 2,2 kV	$B^{10}F_3$ 550 Torr 96%ige B^{10} Anreicherung
b) Spaltungs-Impulskammern								
3)	U-belegte Spiralkammer	$\sim 10^7$	$\sim 10^5$	$<0{,}01$	150	$\sim 200\,\mu V$	Zählrate Imp./s 0, 250; α-Untergrund; Impulshöhe 100, 200, 300, 400 µV	Ar 8,45 at Elektroden natürliches Uran
4)	U^{235}-belegte Zylinderkammer	$\sim 10^6$	$<5 \cdot 10^5$	0,7	300		Zählrate Imp./s 10, 10^2, 10^3; Impulshöhe willk. Einheiten 15, 20, 25, 30, 35	N_2 2 at Elektroden U^{235} belegt

b) Spaltungs-Impulskammern: 3. Spiral-Ionisationskammer (ANL, Reactor Handbook Bd. 2, S. 956, Fig. 7.4.16); 4. Zylinder-Ionisationskammer (Westinghouse, Reactor Handbook Bd. 2, S. 955, Fig. 7.4.15; WAPD-RM-68).

Spaltungs-Impulskammern sind ebenfalls vorwiegend für den Anfahrbereich geeignet, werden aber beim Betrieb auch als Stromkammern zur Messung größerer Flußdichten verwendet. Spaltungs-Impulskammern sind weniger empfindlich als Proportionalzählrohre, haben jedoch ein höheres n/γ-Verhältnis; außerdem ist ihre Empfindlichkeit weniger temperaturabhängig. Die Kammern zeichnen sich durch niedrige Betriebsspannung aus. Typ 3 ist eine experimentelle Ausführungsform, deren Elektroden mit natürlichem Uran belegt sind. Da solche Kammern naturgemäß um so empfindlicher sind, je mehr mit spaltbarer Substanz belegte Oberfläche je Volumeinheit der Meßkammer enthalten ist, zeigt Typ 4 mit U^{235}-belegten Elektroden eine viel größere Empfindlichkeit. Im praktischen Gebrauch hat sich auch ein Spaltungs-Impulszählrohr mit

Gasverstärkung (Westinghouse) bewährt. Bei etwa derselben Empfindlichkeit und demselben n/γ-Verhältnis wie die Spaltungs-Impulskammern läßt sich eine höhere Zählgeschwindigkeit erreichen. Jedoch sind die Eigenschaften dieses Zählrohrs stark temperaturabhängig.

c) Unkompensierte Stromkammern: 5. BF_3-gefüllte Stromkammer (ANL, Reactor Handbook Bd. 2, S. 953, Fig. 7.4.13); 6. B-belegte Stromkammer (T. A. J. Jaques, Symp. of Papers on Nuclear Instrumentation Nr. 1433).

Unkompensierte Stromkammern sind besonders geeignet zur Messung der Neutronenflußdichte im Leistungsbereich. Ihre Empfindlichkeit und ihr n/γ-Verhältnis brauchen nicht so groß zu sein wie bei den Zählrohren und Kammern im Anfahrbereich. Jedoch wird große Konstanz der Empfindlichkeit verlangt. Die Spaltungs-Stromkammer,

679.1 Charakteristische Daten von Neutronenmeßsonden

	Typ	Meßbereich Flußdichte Φ $cm^{-2}\,s^{-1}$	Meßbereich Strom I A	Empfindlichkeit I/Φ $A\,cm^2 s$	Betriebsspannung V	n/γ-Verhältnis $\frac{I/\Phi}{I/j_\gamma}$	Füllung	Elektroden
c) Unkompensierte Stromkammern								
5)	BF_3-gefüllte Stromkammer	$3\cdot10^9>\Phi>3\cdot10^3$	$10^{-4}>I>10^{-10}$	$3{,}5\cdot10^{-13}$	700 bis 800	~1000	$B^{10}F_3$ 1200 Torr	
6)	B-belegte Stromkammer (Kollektor, B-Überzug)	$2\cdot10^{10}>\Phi>2\cdot10^4$	$10^{-4}>I>10^{-10}$	$7\cdot10^{-15}$	1000	280	99,8% Ar 700 Torr	B^{10}-Überzug
d) Kompensierte Stromkammern								
7)	Mechanisch kompensierbare offene Kammer	$10^{10}>\Phi>10^4$	$10^{-4}>I>10^{-10}$	10^{-14}	Innere Elektrode −300 Äußere Elektrode +600	~300 unkomp. ~30000 komp.	ström. N_2	Graphit, B-Überzug. Kompensation durch Verschieben der Innenelektrode und (in kleinen Bereichen) der Spannung
8)	Elektrisch kompensierbare geschlossene Kammer	$2\cdot10^{10}>\Phi>2\cdot10^3$	$10^{-3}>I>10^{-10}$	$4\cdot10^{-14}$	Innere Elektrode 15 bis 500 Äußere Elektrode +800	~300 unkomp. ~30000 komp.	N_2 1 at	B-Überzug 1 mg/cm². Kompensation durch Spannungsänderung. Weite Bereiche wegen gerippter Elektrode

eine als Stromkammer betriebene Spaltungs-Impulskammer 4, die in der Tab. **679.1** nicht gesondert aufgeführt ist, und die B-belegte Stromkammer 6 sind beide gut geeignet. Im Leistungsbereich betrieben, äußern sich bei einer BF_3-gefüllten Stromkammer 5 die Vorteile der BF_3-gefüllten Zählrohre durch ein besseres n/γ-Verhältnis. Jedoch ist die Empfindlichkeit dieser Kammer nicht so konstant wie die der B-belegten.

d) Kompensierte Stromkammern (s. Abschn. 1.415): 7. Mechanisch kompensierbare, offene Kammer (ORNL 1193, Reactor Handbook Bd. 2, S. 960, Fig. 7.4.20); 8. Elektrisch kompensierbare, geschlossene Kammer (Westinghouse, Reactor Handbook Bd. 2, S. 962, Fig. 7.4.21; WAPD-RM-68; WL-6377).

Kompensierte Stromkammern können wegen ihres besonders hohen n/γ-Verhältnisses und wegen des großen Meßbereiches von sechs und mehr Zehnerpotenzen sowohl im Anfahr- als auch im Leistungsbereich verwendet werden. Allerdings setzt ein so großer Meßbereich auch sehr empfindliche und stabile Gleichstromverstärker voraus: Die

obere Grenze des Betriebsbereiches ist durch einen maximalen, der Neutronenflußdichte noch proportionalen Entladestrom von 10^{-4} A gegeben. Die untere Grenze richtet sich nach der elektronischen Anordnung. Die mechanisch kompensierbare, offene Kammer 7 hat Dank der ständigen Erneuerung des durchströmenden Füllgases eine besonders konstante Empfindlichkeit. Eine Nachjustierung der Kompensation ist jedoch nicht möglich, ohne die Kammer aus dem Reaktor zu ziehen. Dagegen läßt sich die elektrisch kompensierbare, geschlossene Kammer 8 in weiten Grenzen durch Veränderung der Spannungen am Meßort nachjustieren.

In diesem Zusammenhang sollen auch Methoden zur Messung von Flußdichten schneller Neutronen kurz besprochen werden, wie sie zur Regelung schneller Reaktoren angewendet werden können. Grundsätzlich können alle bisher geschilderten Verfahren zur Messung thermischer Neutronenflußdichten auch für schnelle Neutronenflußdichten selektiv empfindlich gemacht werden, indem man das Meßgerät in eine Bremssubstanz einbettet, die außen gegen thermische Neutronen durch eine Absorberschicht abgeschirmt ist. Darüber hinaus sind auch wasserstoffgefüllte Ionisationskammern (Messung der Ionisationsstromdichten von Rückstoßprotonen) geeignet zur Messung von Flußdichten schneller Neutronen. Durch ein besonders hohes n/γ-Verhältnis zeichnen sich Spaltungs-Impulskammern aus, deren Wände mit Np^{237}, U^{236} oder U^{238} belegt sind. Diese Kammern sind nur für Neutronen einer Energie oberhalb 0,5 bis 1 MeV empfindlich.

Schließlich muß noch darauf hingewiesen werden, daß alle Methoden zur Messung von Neutronenflußdichten nur dann zur Regelung von Reaktoren brauchbar sind, wenn die Neutronenflußdichte am Meßort stets proportional zur Leistung des Reaktors ist, d. h., wenn unabhängig vom Zustand des Reaktors und vor allem unabhängig von der Stellung der Regelstäbe die Flußdichte am Meßort in einem zeitlich konstanten Verhältnis zur mittleren Flußdichte steht. Diese Forderung kann nur annähernd erfüllt werden, indem man Neutronenmeßsonden zumindest nicht in der Nähe von Regelstäben anbringt, besser jedoch so weit wie möglich vom Reaktorkern entfernt, wo der Fluß am Meßort ein gewisses Mittel über den ganzen Reaktor darstellt, z. B. in der thermischen Säule oder im Schutzschild. Die Empfindlichkeit der Sonden muß dann natürlich groß genug sein, entsprechend der dort kleineren Neutronenflußdichte. Weiter ist zu wünschen, daß am Meßort ein möglichst hohes n/γ-Verhältnis herrscht, was unter Umständen durch eine Gamma-Abschirmung der Neutronenmeßsonde zu erreichen ist. In jedem Fall müssen die der Regelung dienenden Neutronensonden wiederholt nachgeeicht werden, um Einflüsse der Regelstabstellung, der Leistung, des Abbrandes und anderer, die Flußdichteverteilung im Reaktor beeinflussenden und damit das Meßergebnis verfälschenden Veränderungen auszuschalten.

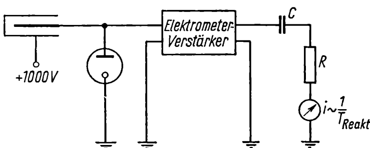
3.512 2 Vorverstärker und Meßumformer

Wenn auch bisher noch in technischen Regelkreisen andere als elektrische Übertragungen, Steuerungen, Verstärkungen usw. Anwendung gefunden haben, so geht man doch immer mehr zu elektrischen und elektronischen Anordnungen über. Da kernphysikalische Meßmethoden elektrische Meßwerte liefern, arbeitet der Regler eines Reaktors mit elektrischen Größen, ausgenommen das letzte Regelglied, das Stellglied, das den Regelstab mechanisch bewegt und in manchen Fällen pneumatisch oder hydraulisch angetrieben wird.

Abgesehen von den vielen Meßkanälen, die in der Meß- und Regeltechnik von Reaktoren zur Messung der Ein- und Austrittstemperatur des Kühlmittels, der Durchflußmenge des Kühlmittels, der Temperatur der Brennelemente usw. benutzt werden, besitzt ein Reaktor mehrere verschiedenartige Meßkanäle, in denen die mittlere Neutronenflußdichte gemessen wird und in denen aus deren Meßwert für den Regler geeignete Funktionen gebildet werden: Außer dem direkten Meßwert der Neutronenflußdichte werden zur Anzeige deren logarithmischer Wert benötigt und zur Regelung noch zu-

sätzlich der zeitliche Differentialquotient des logarithmischen Wertes. Die letztere Größe stellt den Kehrwert der Zeitkonstanten T_{Reakt} einer Exponentialfunktion $n_0 \cdot \exp t/T_{\text{Reakt}}$ dar, die in dem betrachteten Augenblick denselben Wert und denselben ersten zeitlichen Differentialquotienten hat wie der zeitliche Verlauf der Neutronendichte selbst. Diese Zeitkonstante T_{Reakt} wird „Reaktorzeitkonstante" genannt.

Das von der Meßsonde kommende, der Neutronenflußdichte proportionale Signal muß wegen der meist sehr langen Zuleitungen schon nahe am Meßort in einem Vorverstärker verstärkt werden. Da zur Messung der Neutronenflußdichte meist Ionisationskammern verwendet werden, dienen in diesem Falle Gleichstromverstärker (s. 1.434) zur Vorverstärkung des von der Meßsonde kommenden Signals [2] [1]). Als Vorverstärker geeignete Gleichstromverstärker müssen sehr hohe Eingangsempfindlichkeit besitzen, ihr linearer Verstärkungsbereich soll sehr weit sein, ihr Nullpunkt muß möglichst stabil sein und die Lebensdauer möglichst lang, bei hoher Betriebssicherheit. Als Vorverstärker für Ionisationskammern werden oft „stabilisierte" Elektrometerverstärker verwendet, d. h. solche, bei denen die Nullpunktwanderung des Ausgangs (Drift) durch besondere schaltungstechnische Maßnahmen bis auf wenige mV unterdrückt wird. Solche stabilisierte Elektrometerverstärker können zur Messung sehr kleiner Ionisationsströme mit so hohen Eingangswiderständen versehen werden, etwa zwischen 10^7 und 10^{12} Ω, daß schon ein Ionisationsstrom von 10^{-12} A ein Signal von mehr als 10 V am niederohmigen Ausgang des Verstärkers erzeugt. Je nach der Eingangskapazität kann im extremen Fall allerdings die Zeitkonstante des Verstärkers beträchtlich groß werden. In anderen Verstärkern für Ionisationskammern wird das Gleichstrom-Eingangssignal in eine Wechselspannung umgeformt; die eigentliche Verstärkung erfolgt in einem Wechselstromverstärker, dessen Ausgangssignal wieder gleichgerichtet wird. Ausreichende Nullpunktstabilität und Stabilität der Verstärkung lassen sich auf diese Weise einfacher erreichen als bei Elektrometerverstärkern. Zur Verstärkung des Ausgangssignals von Impuls-Zählrohren und -kammern werden die in der kernphysikalischen Meßtechnik üblichen Impulsverstärker angewendet, wie sie in 1.432 schon ausführlich beschrieben wurden. Da die Vorverstärker sich meistens innerhalb des Reaktors nahe der Meßsonde befinden, dürfen sich ihre Eigenschaften unter dem Einfluß von Temperaturschwankungen und langdauernder Neutronenbestrahlung nicht ändern. Deshalb sind beispielsweise mit Transistoren bestückte Vorverstärker nicht geeignet.



681.1 Schematische Anordnung zur Messung der Reaktorzeitkonstante

Zur Umformung des der gemessenen Neutronenflußdichte proportionalen Ionisationsstromes in seinen logarithmischen Wert ersetzt man den Eingangswiderstand des Elektrometerverstärkers durch eine Elektronenröhre, im einfachsten Fall eine Diode, deren Anode mit der negativen Sammelelektrode der Ionisationskammer verbunden ist (s. Fig. **681.1**). Da der Anodenstrom im Anlaufstromgebiet der Röhre exponentiell von der Anodenspannung abhängt, ist die Anodenspannung dem Logarithmus des Ionisationsstroms proportional, vorausgesetzt, daß der Eingangswiderstand des angeschlossenen Elektrometerverstärkers groß gegen den jeweiligen Innenwiderstand der ersten Röhre ist. Die praktische Schwierigkeit bei dem in der Abbildung angegebenen logarithmierenden Meßumformer ist die, daß der Anodenstrom der Elektronenröhre

[1]) Abson, W., Wade, F., Nuclear Reactor Control Ionization Chamber, Proc. of the IEE **103 B** (1956), 590. — Gillespie, A. B., The Control and Instrumentation of a Nuclear Reactor, Proc. of the IEE **103 B** (1956), 564. — Macrae, W., The Instrumentation of Reactors, The Physics of Nuclear Reactors. A Conference Arranged by the Institute of Physics, London, July 1956, London 1956. — Wade, E. J., Stone, R. S., An Improved DC-Amplifier for Reactor Control, Nucleonics **13**, Nr. 4 (1955), 28.

auch sehr stark von der Heizung abhängt, Änderungen der Emission der Kathode also das Meßergebnis verfälschen. Durch Verwendung einer Pentode und durch schaltungstechnische Kompensation mittels eines sog. Differenzverstärkers läßt sich das Meßergebnis sehr weitgehend gegen Emissionsschwankungen stabilisieren[1]).

Um schließlich den zeitlichen Differentialquotienten des logarithmischen Meßwerts zu bilden, schließt man den niederohmigen Ausgang des Verstärkers über einen Kondensator und einen Widerstand (s. Fig. **681**.1). Die Ausgangsstromstärke und damit auch die am Widerstand abfallende Spannung ist dann proportional dem zeitlichen Differentialquotienten der Ausgangsspannung des Verstärkers. In der Praxis wird die Differenzierung wesentlich genauer mittels eines gegengekoppelten Verstärkers durchgeführt. Arbeitet der Verstärker linear, ohne Drift und vor allem ohne Störoberwellen, so ist seine Ausgangsstromstärke proportional dem reziproken Wert der Reaktorzeitkonstante.

Da ein Versagen der elektronischen Geräte im Regelkreis eines Reaktors, ganz besonders während des Anfahrens, außerordentlich schwerwiegende Folgen nach sich ziehen kann, ist es unbedingt erforderlich, daß mehrere gleichartige Meßstrecken gleichzeitig parallel arbeiten und daß alle Elektronenröhren wegen ihrer begrenzten Lebensdauer nach einer bestimmten Betriebszeit ersetzt werden. Darüber hinaus geht man mehr und mehr dazu über, an Stelle von Elektronenröhren wo möglich Transistoren zu verwenden. Die betriebssichersten Verstärker sind die sog. Magnetverstärker. Es ist zu erwarten, daß die Magnetverstärker wegen ihrer Betriebssicherheit im Regelkreis eines Reaktors nicht nur wie bisher als Leistungsverstärker, sondern auch als Verstärker in den Meßstrecken Anwendung finden werden. Schließlich soll noch erwähnt werden, daß die Stromversorgung aller elektrischen Geräte im Regelkreis auch bei Ausfall des Netzes sichergestellt sein muß. In allen Reaktorstationen stehen deshalb Notstromaggregate oder Akkumulatorenbatterien in Bereitschaft.

3.512 3 Der Soll-Ist-Vergleich

Da das Vergleichen die für eine selbsttätige Regelung wohl kennzeichnendste Funktion ist, soll hier etwas näher darauf eingegangen werden. Durch den Vergleich zwischen Soll- und Istwert wird in den Regler ein sog. Fehlersignal eingeführt. Das Fehlersignal soll der Abweichung des Istwertes von dem vorgegebenen Wert, dem Sollwert, gleich sein. Ist- und Sollwert müssen dabei natürlich dimensionsgleiche physikalische Größen sein. Um z. B. den Vergleich zwischen Ist- und Sollwert der Neutronenflußdichte eines zu regelnden Reaktors durchführen zu können, wird die gemessene Neutronenflußdichte mittels geeigneter Meßumformer beispielsweise in eine ihr proportionale elektrische Spannung, den Istwert, umgewandelt und mit einer vorgegebenen elektrischen Spannung, dem Sollwert, verglichen. Die elektrische Schaltung, welche die Differenz dieser elektrischen Spannungen bildet, wird Vergleicher genannt und im allgemeinen in schematischen Darstellungen von Regelsystemen durch das in den Abbildungen dieses Abschnitts übliche Schaltzeichen dargestellt.

Um den Aufgabenwert am Vergleicher einzustellen, gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten: Man verändert den Sollwert oder man beläßt einen konstanten Sollwert und verändert zur Einstellung eines Aufgabenwerts die Abschwächung bzw. die Verstärkung des Meßwerts. Beide Schaltmethoden führen dazu, daß der Regler die Regelgröße in Übereinstimmung mit dem Aufgabenwert zu bringen sucht. Vorausgesetzt, daß der Regelkreis keine zeitlich integrierenden Glieder enthält, ruft eine Störung der Regelstrecke im ersteren Fall eine vom Sollwert unabhängige Regelabweichung hervor [s. Gl. (17)], während im letzteren Falle die auf den Aufgabenwert bezogene, relative

[1]) Cox, R. J., Gillespie, A. B., Abson, W., Neutron Flux Instrumentation Systems for Reactor Safety and Control. Genf. Ber., 1955, Bd. 5, S. 393, P/434.

Regelabweichung unabhängig von der Regelgröße wird [s. Gl. (18)]; man spricht daher von einem Vergleich mit gleichem absoluten oder mit gleichem relativen Fehler. An Hand eines einfachen Beispiels (s. Fig. **683.**1) soll untersucht werden, wie das Fehlersignal δx in beiden Fällen von einer Änderung δY der Regelgröße Y abhängt und wie in beiden Fällen der Aufgabenwert verändert werden muß, damit eine gewünschte Änderung der Regelgröße veranlaßt wird. Da wir den Meßwert V_m als der Regelgröße Y unveränderlich proportional ansehen, können wir uns im folgenden mit der Betrachtung des Meßwerts begnügen. Im stationären Zustand werde im Vergleicher das Fehlersignal $\delta x = 0$ gebildet:

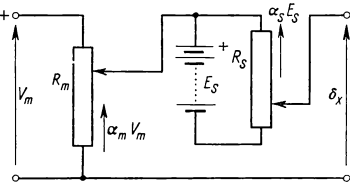
$$\alpha_m V_m - \alpha_s E_s = 0. \tag{4}$$

Nun verändere sich unter dem Einfluß einer Störung der Meßwert um δV_m, demzufolge wird im Vergleicher das Fehlersignal gebildet:

$$\delta x = \alpha_m (V_m + \delta V_m) - \alpha_s E_s. \tag{5}$$

Wurde nun im Vergleicher mit gleichem absoluten Fehler der Sollwert $S = \alpha_s E_s$ durch Verstellung der Größe α_s so eingestellt, daß die Regelgröße im stationären Zustand den Wert Y hatte, also so, daß Gl. (4) erfüllt war, nämlich auf

$$\alpha_s = \left(\frac{\alpha_m}{E_s}\right)_{\text{const}} \cdot V_m, \tag{6}$$



683.1 Schaltbild eines einfachen Vergleichers

so wird, wie aus Gl. (4), (5) und (6) folgt, das durch die Störung der Regelgröße verursachte Fehlersignal proportional der Regelabweichung δV_m

$$\delta x = (\alpha_m)_{\text{const}} \cdot \delta V_m. \tag{7}$$

Wurde jedoch im Vergleicher mit gleichem relativen Fehler der Proportionalitätsfaktor α_m so eingestellt, daß die Regelgröße im stationären Zustand den Wert Y hatte, nämlich auf

$$\alpha_m = (E_s \cdot \alpha_s)_{\text{const}} \cdot \frac{1}{V_m}, \tag{8}$$

so wird, wie aus Gl. (4), (5) und (8) folgt, das durch die Störung der Regelgröße verursachte Fehlersignal proportional der relativen Regelabweichung

$$\delta x = (\alpha_s \cdot E_s)_{\text{const}} \cdot \frac{\delta V_m}{V_m}. \tag{9}$$

Weiter soll untersucht werden, welche Verstellung des Sollwerts oder des Proportionalitätsfaktors α_m vorgenommen werden muß, damit sich die Regelgröße um einen gewünschten Betrag ändert. Im stationären Zustand ist

$$\alpha_m V_m - \alpha_s E_s = 0.$$

Beim Vergleicher mit gleichem absoluten Fehler wird der Sollwert $S = \alpha_s E_s$ auf $S' = (\alpha_s + \delta\alpha_s) \cdot E_s$ verstellt, und der Meßwert verändert sich demzufolge auf $V_m' = V_m + \delta V_m$. Wenn nach der Änderung wieder ein stationärer Zustand erreicht wird, so ist das Fehlersignal gleich Null:

$$\alpha_m (V_m + \delta V_m) - (\alpha_s + \delta\alpha_s) \cdot E_s = 0; \tag{10}$$

es wird also die Änderung des Aufgabenwertes proportional der Änderung des Sollwerts:

$$\delta Y \sim \delta V_m = \left(\frac{E_s}{\alpha_m}\right)_{\text{const}} \cdot \delta\alpha_s. \tag{11}$$

Beim Vergleicher mit gleichem relativen Fehler wird die Abschwächung des Meßwerts auf $\alpha_m + \delta\alpha_m$ verstellt, und der Meßwert verändert sich demzufolge auf $V_m' = V_m + \delta V_m$. Wird nach der Änderung wieder ein stationärer Zustand abgewartet, so wird das Fehlersignal gleich Null:

$$(\alpha_m + \delta\alpha_m) \cdot (V_m + \delta V_m) - \alpha_s E_s = 0. \tag{12}$$

Mit Gl. (4) und unter Vernachlässigung kleiner Größen zweiter Ordnung wird die relative Veränderung des Aufgabenwerts proportional der relativen Veränderung der Meßwertabschwächung:

$$\frac{\delta Y}{Y} = \frac{\delta V_m}{V_m} = -\frac{\delta\alpha_m}{\alpha_m}. \tag{13}$$

Es soll hier noch erwähnt werden, daß in einem Vergleicher mit gleichem relativen Fehler die Veränderung δY des Aufgabenwerts proportional der Verstellung $\delta\varphi$ eines als Meßwertabschwächer verwendeten Drehpotentiometers ist, wenn dieses Potentiometer ein hyperbolisch

gewickeltes oder sog. reziprokes Potentiometer ist. Wird als Meßwertabschwächer ein sog. logarithmisches Potentiometer verwendet, so ist die relative Veränderung $\delta Y/Y$ des Aufgabenwerts der Verstellung $\delta\varphi$ proportional.

Ob sich zur selbsttätigen Regelung eines Reaktors, wie sie in Fig. **676.**1 angedeutet wurde, ein Vergleicher mit gleichem absoluten oder mit gleichem relativen Fehler besser eignet, hängt von der Regelaufgabe ab: Soll der Regler den Reaktor beispielsweise mit abschnittsweise vorgegebenen Zeitkonstanten anfahren, so wird die Einstellung der neuen Zeitkonstanten T zweckmäßigerweise am Sollwert S und nicht an der Verstärkung des Meßwerts vorgenommen ($S \sim 1/T$). Unabhängig von der Neutronenflußdichte bewirkt dabei eine Änderung des Sollwerts stets dieselbe Änderung der reziproken Zeitkonstanten. D. h. eine Änderung dieses Sollwerts ruft, unabhängig von seiner absoluten Größe, stets dasselbe zeitliche Verhalten der Regelgröße (der reziproken Zeitkonstanten) hervor. Aus diesem Grunde scheint ein Vergleicher mit gleichem absoluten Fehler zur Regelung der Reaktorzeitkonstante besser geeignet zu sein als ein Vergleicher mit gleichem relativen Fehler. Soll der Regler jedoch die Neutronenflußdichte eines Reaktors mit einem vorgeschriebenen Sollwert in Übereinstimmung bringen, so verwendet man einen Vergleicher mit gleichem relativen Fehler mit Vorteil deshalb, weil dann dieselbe relative Regelabweichung stets dasselbe Fehlersignal verursacht; d. h., im stationären Zustand wird jede Größe mit derselben relativen Genauigkeit eingehalten, was vor allem dann wichtig ist, wenn der Bereich der Regelgröße mehrere Zehnerpotenzen umfaßt. Dasselbe gilt für das kinetische Verhalten des Regelkreises: Gleiche relative Veränderungen der Regelgröße laufen in einem Regelkreis mit einem Vergleicher mit gleichem relativen Fehler nach denselben zeitlichen Gesetzen ab. D. h. dynamische Vorgänge verlaufen in einem dem Wert der Regelgröße proportionalen zeitlichen Maßstab.

3.512 4 Leistungsverstärker

Weil das Ausgangssignal des Vergleichers viel zu leistungsschwach ist, um damit direkt in das Stellglied einzugehen und einen Antrieb zu betätigen, muß die Ausgangsleistung des Vergleichers durch einen Leistungsverstärker sehr verstärkt werden. Die Ausgangsleistung des Leistungsverstärkers muß dem Bedarf des Stellgliedes angepaßt sein: Bewegt das Stellglied den Regelstab mittels eines Elektromotors, so werden dazu einige 100 W bis mehrere kW benötigt. Soll dagegen der Leistungsverstärker einen Servo-Geber (hydraulisch, pneumatisch oder elektrisches Drehmeldesystem) betätigen, so genügen Leistungen von einigen 10 W. Obwohl das Eingangssignal des Leistungsverstärkers, das aus dem Vergleicher kommende Fehlersignal, eine im Vergleich zu 50 Hz Wechselspannung sich langsam verändernde Spannung ist, muß die Ausgangsgröße des Leistungsverstärkers im allgemeinen eine mit der Eingangsspannung modulierte Wechselspannung (50 Hz) sein, da die Stellglieder im allgemeinen nicht mit Gleichstrommotoren angetrieben werden. Als Leistungsverstärker werden elektronische Verstärker, Magnetverstärker oder mit Transistoren oder Ionenröhren bestückte Verstärker verwendet. Für größere Leistungen eignen sich elektronische Verstärker nicht; um mit Transistoren größere Leistungen steuern zu können, müssen sie als Schalttransistoren verwendet, d. h. so gesteuert werden, daß sie sich entweder im Sperr- oder im Durchlaßzustand befinden. Die zur Versorgung des Regelstabantriebs eines Reaktors verwendeten Leistungsverstärker brauchen nicht besonders gut linear zu sein, da sowohl bei Stellungs- als auch bei Geschwindigkeitsregelung die am Regelstab gemessene Verstellung oder Verstellungsgeschwindigkeit über einen Vergleicher in den Eingang des Leistungsverstärkers zurückgeführt und damit eine lineare Zuordnung zwischen Fehlersignal und Regelstabverstellung bzw. Verstellungsgeschwindigkeit erreicht wird (s. 3.54). Auch an den Frequenzgang des Leistungsverstärkers werden keine besonders hohen Anforderungen gestellt, da im allgemeinen Frequenzen von mehr als 10 Hz nicht vorkommen und auch vom Regelstabantrieb nicht befolgt werden können.

3.512 5 Regelstabantrieb

Der Regelstabantrieb hat die Aufgabe, den Regelstab proportional dem Fehlersignal oder mit einer dem Fehlersignal proportionalen Geschwindigkeit (Stellungs- oder Geschwindigkeitsregelung siehe unten) zu verstellen und ihn bei Fehlersignal Null sicher festzuhalten. Darüber hinaus ist der Antriebsmechanismus oft so eingerichtet, daß auf besondere Befehle hin der Regelstab festgehalten, langsam oder so schnell wie möglich in den Reaktor eingefahren wird. Außerdem ist im Antriebsmechanismus stets eine Vorrichtung eingebaut, welche die genaue Stellung und unter Umständen auch die Verstellgeschwindigkeit des Regelstabs in Form eines elektrischen Signals meldet.

Elektromotoren sind die gebräuchlichsten Antriebsmaschinen für Regelstabbetätigung. Dabei werden Wechselstrommotoren, d. h. Zwei- und Dreiphasen-Asynchronmotoren [1]) bevorzugt, weil sie weder Schleifringe noch Kollektoren besitzen, die der Abnutzung unterliegen. Außerdem läßt sich die Steuerwicklung eines Zweiphasenmotors so in eine Brücke schalten, daß in der Diagonalen eine Wechselspannung entsteht, die der Umdrehungsgeschwindigkeit proportional ist, so daß eine Tachomaschine zur Rückführung der Stellgeschwindigkeit nicht notwendig ist [2]).

Wenn auch Wechselstrommotoren so gebaut werden können, daß Rotor und Stator völlig gekapselt sind, der Motor also wartungsfrei im Druck- oder Dampfraum eines Leistungsreaktors, ja selbst unter Wasser laufen kann, so muß doch seine Drehbewegung über ein Getriebe in eine lineare Bewegung umgewandelt werden. Hydraulische oder pneumatische Servomotoren mit linearer Aktion haben außer ihrer linearen Bewegungsrichtung den Vorteil, daß sie bei geringer Größe hohe Leistungen abgeben können. Besonders interessant ist jedoch ein Elektromotor mit linearer Aktion (linear reluctance motor) [3]), der im Prinzip wie ein Drehmelder arbeitet und auch von einem solchen Geber und einem zwischengeschalteten dreiphasigen Leistungsverstärker gesteuert wird. Dieser lineare Motor läßt sich je nach der Art seines Gebers für stetige und für unstetige Stellungsregelung verwenden, ist völlig gekapselt, hat außer seinem mit dem Regelstab gekoppelten Anker keine bewegten Teile und benötigt auch keine besondere Kupplung, um bei Schnellabschaltung den Regelstab in den Reaktor fallen zu lassen, da bei Abschalten seiner Stromversorgung sein Anker sofort völlig frei beweglich wird.

Die Auswahl eines für einen bestimmten Reaktor am besten geeigneten Regelstabantriebs und seiner detaillierten Konstruktion wird jedoch neben dem allgemeinen Gesichtspunkt der Betriebssicherheit unter speziellen konstruktiven Gesichtspunkten getroffen werden müssen, wie etwa die erforderliche Leistung und Höchstgeschwindigkeit, der Platzbedarf, die Abdichtung des Reaktordruckkessels, die Abschaltgeschwindigkeit usw.

Da die Frage nach stetiger oder unstetiger Stellungs- oder Geschwindigkeitsregelung im Zusammenhang mit dem Regelstabantrieb steht, sollen diese verschiedenen Regelprinzipien hier kurz besprochen werden:

Bei stetiger Stellungsregelung wird der Regelstab eine dem Fehlersignal stets proportionale Strecke verstellt; bei unstetiger Stellungsregelung erst nach Überschreiten einer bestimmten Regelabweichung ruckartig um einen gewissen Betrag.

---

[1]) Demjancik, A. N., Schnellarbeitende Magnetverstärker für Folgesysteme mit Wechselstrommotoren. Automatika i Telemechanika **XVII** (1956), 250.

[2]) Kulebakin, W. S., Domanizky, S. M., Geschwindigkeitsregelung eines Drehstrom-Asynchronmotors mittels Verstimmung einer Brücke. Automatika i Telemechanika **XVIII** (1957), 137. — Koopman, R., Operating Characteristics of two Phase Servomotors. Transactions AIEE **68/1** (1949), 319.

[3]) Report WAPD-T-5; WAPD-T-6; WAPD-T-39.

Dagegen wird bei stetiger Geschwindigkeitsregelung der Regelstab mit einer dem Fehlersignal proportionalen Geschwindigkeit verstellt; während bei unstetiger Geschwindigkeitsregelung erst bei Überschreiten einer gewissen Regelabweichung der Regelstab mit gleichbleibender Geschwindigkeit in Bewegung gesetzt wird, um erst wieder angehalten zu werden, wenn dieselbe oder eine kleinere Regelabweichung wieder unterschritten wird (Dreipunkt-Geschwindigkeitsregelung).

3.512 6 Absorberstäbe

In den Zustand eines Reaktors als Regelstrecke kann verändernd nur so eingegriffen werden, daß der Regler durch geeignete Maßnahmen die Reaktivität des Reaktors beeinflußt. Wie bei anderen Regelstrecken ohne Ausgleich kann damit zu Regelzwekken nur eine solche Größe verändert werden, die mit der zu regelnden Größe in keiner eindeutigen Beziehung steht (s. 3.531). Von den außerordentlich vielfältigen Möglichkeiten, die Reaktivität eines Reaktors zu verändern, wurden die folgenden schon zur Regelung von Reaktoren, teils miteinander kombiniert, angewandt:

Veränderung der Masse spaltbarer Substanz (Herausziehen eines Brennelements,

Veränderung der Konzentration in homogenen Reaktoren);

Veränderung der Moderatormasse (Absenkung des Flüssigkeitsspiegels in Reaktoren mit flüssigem Moderator);

Veränderung der Moderatordichte (Dampf- oder Gasblasen im flüssigen Moderator);

Veränderung der Moderatortemperatur;

Einbringen von Neutronenabsorbern (Absorptionsstäbe im Reaktorkern);

Veränderung der Reflektormasse (Teile des Reflektors beweglich angeordnet, vor allem bei schnellen Reaktoren).

Das Einbringen von Neutronenabsorbern in den Reaktor ist die zur kontinuierlichen Regelung eines thermischen Reaktors meist angewandte Methode. Dabei werden mehrere Stäbe aus einer Neutronen absorbierenden Substanz beweglich so angeordnet, daß sie mittels einer Betätigungsvorrichtung mehr oder weniger in den Reaktor eingefahren werden können. Da die Theorie der Wirkung solcher Absorberstäbe bereits in Abschn. 3.243 behandelt wurde, können wir uns hier auf einige allgemeine Gesichtspunkte beschränken.

Obwohl diese Absorberstäbe fälschlicherweise oft allgemein als „Regelstäbe" bezeichnet werden, dienen sie neben der Regelung des Reaktors noch verschiedenen anderen Zwecken und werden dementsprechend ausgeführt und angeordnet:

Bei vielen Reaktor-Regelsystemen ist es nicht notwendig, daß von den vielen Absorberstäben mehr als ein einziger die Funktion eines „Regelstabs" übernimmt. Dieser Stab dient der eigentlichen Regelung des Reaktors und wird, als einziger Absorberstab durch den Regler gesteuert, ständig mehr oder weniger bewegt. Seine maximal mögliche Bewegungsgeschwindigkeit, ausgedrückt in Reaktivitätsänderung je Zeiteinheit, muß im Vergleich zur Höchstgeschwindigkeit anderer Absorberstäbe relativ groß sein; nach Maßgabe des übrigen Regelkreises etwa $\mathrm{d}\varrho/\mathrm{d}t = 2 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{s}^{-1}$ bis $\mathrm{d}\varrho/\mathrm{d}t = 250 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{s}^{-1}$. Die höchstmögliche Reaktivitätsänderung durch den Regelstab soll, wie bei allen anderen Absorberstäben nach Möglichkeit auch, weniger als $\delta\varrho = 0{,}006$ betragen, um beim Durchgehen der Antriebsvorrichtung den prompt kritischen Zustand des Reaktors ($\delta\varrho = 0{,}00755$ bei U^{235} als spaltbares Material) mit Sicherheit nicht zu erreichen. Um einen einfachen Zusammenhang zwischen Regelstabposition und Reaktivität zu erhalten, soll der Regelstab stets so weit in den Reaktor eingefahren sein, daß er sich innerhalb seines linearen Wirkungsbereichs befindet. Aus demselben Grunde

darf die Wirksamkeit des Regelstabs nur wenig von der Stellung anderer Absorberstäbe abhängig sein.

Die meisten der in einem Reaktor eingebauten Absorberstäbe dienen dagegen als sog. „Ausgleichstäbe". Die Ausgleichstäbe müssen über den Querschnitt des Reaktorkerns so verteilt sein, daß sie alle zusammen eine höchstmögliche Wirksamkeit besitzen, d. h., daß sie sich gegenseitig möglichst wenig „beschatten". Die durch alle Ausgleichstäbe insgesamt bewirkbare Reaktivitätsverminderung soll die im kalten, unvergifteten und noch ungebrauchten Reaktor, eventuell ohne ein stark absorbierendes Kühlmittel vorhandene Überschußreaktivität um mindestens $\delta\varrho = 0{,}02$ übertreffen, damit der Reaktor mit den Ausgleichstäben jederzeit sicher abgestellt werden kann. Andererseits sollte die höchstzulässige Wirksamkeit eines einzelnen Absorberstabs von $\delta\varrho = 0{,}006$ möglichst nicht überschritten werden, so daß z. B. für einen Natururan-Reaktor mit D_2O-Moderator etwa 20 unabhängige Ausgleichstäbe erforderlich sind. Die Höchstgeschwindigkeit eines Ausgleichstabes braucht im Bereich maximaler Wirksamkeit nicht größer als etwa ein Fünftel der Geschwindigkeit eines Regelstabs zu sein, da kleine, aber eventuell schnelle Reaktivitätsänderungen mit dem Regelstab ausgeführt werden und für große Änderungen mehrere Ausgleichstäbe zusammen herangezogen werden können. Die Antriebsvorrichtungen müssen die Stäbe aber bei einer notwendig werdenden Schnellabschaltung sehr schnell und unabhängig von der Energieversorgung der Antriebe in den Reaktor einschießen können. Neben der ständigen Bereitschaft, als „Sicherheitsstäbe" wirken zu können, haben die Ausgleichstäbe beim Anfahren und beim normalen Betrieb des Reaktors wichtige Aufgaben zu erfüllen. Nähert sich nämlich der Regelstab bei der Durchführung irgendeines Regelmanövers oder im normalen Betrieb in Erfüllung seiner Regelaufgabe der Grenze seines annähernd linearen Wirkungsbereichs, so müssen die Ausgleichstäbe so bewegt werden, daß der Regelstab wieder in seine normale Stellung zurückkehren kann. Die Ausgleichstäbe nehmen also dem Regelstab langsame, aber für ihn zu große Reaktivitätsänderungen ab, wie sie z. B. durch die Vergiftung durch Spaltprodukte oder durch den Abbrand des Brennstoffs hervorgerufen werden. Darüber hinaus können sehr große Reaktivitätsänderungen, wie sie beim Anfahren des Reaktors durchgeführt werden müssen, überhaupt nur mit den Ausgleichstäben eingeleitet werden. Schließlich werden die Ausgleichstäbe auch dazu eingesetzt, die Verteilung der thermischen Neutronenflußdichte und damit der Leistungsdichte einstellbar zu korrigieren. Es ist zwar nicht wünschenswert, in einem Reaktor von vornherein eine gewisse Flußdichteverteilung durch Absorberstäbe zu erzwingen, weil dabei Neutronen vergeudet würden, jedoch läßt sich die durch ungleichmäßigen Abbrand oder durch teilweise Erneuerung oder Umsetzen der Brennelemente ungünstig veränderte Flußdichteverteilung durch sparsamen Einsatz von Ausgleichstäben der planmäßigen Flußdichteverteilung angleichen.

Da infolge des außerordentlich hohen Absorptionsquerschnitts des Stabmaterials nur eine dünne Schicht unter der Staboberfläche zur Absorption wesentlich beiträgt — man spricht deshalb von einem „schwarzen Absorberstab" —, werden Absorptionsstäbe so angefertigt, daß sie eine große Oberfläche besitzen. Rohre und kreuzförmige Querschnitte, auch dünne Blätter sind gebräuchliche Ausführungsformen. Natürlich darf, abgesehen von gewissen Anforderungen an die mechanische Festigkeit, die Wandstärke auch nicht zu gering sein, denn durch die Absorption von Neutronen wird der Absorber im allgemeinen in ein solches Isotop umgewandelt, das einen geringeren Absorptionsquerschnitt hat als der ursprüngliche Absorber. Damit nun der Absorptionsstab seinen Reaktivitätswert auch bei langdauernder Bestrahlung beibehält, also „schwarz" bleibt, muß die an der Absorption beteiligte Schicht ausreichend weit unter die Staboberfläche wandern können. Besonders stark absorbieren hohle Absorberstäbe, die innen mit Moderatorsubstanz gefüllt sind: Auf diese Weise wird erreicht, daß sich durch Verlangsamung schneller Neutronen im Innern des Stabes eine Dichte

thermischer Neutronen aufbaut, die nicht nach außen entweichen können, und dadurch über die Absorption an der äußeren Oberfläche hinaus schnelle Neutronen aus dem Reaktorkern weggefangen werden.

Abschließend sollen noch einige Gesichtspunkte diskutiert werden, unter denen ein für Absorberstäbe geeignetes Material ausgewählt wird[1]) (s. 2.13). Der makroskopische Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen braucht nicht unbedingt so groß wie möglich zu sein. In den meisten Fällen genügt $\Sigma_{a\,\mathrm{th}} \geq 4\ \mathrm{cm}^{-1}$, denn es besteht im allgemeinen keine Schwierigkeit, den Reaktivitätswert eines Absorberstabs genügend groß zu machen. Dagegen ist es günstig, wenn der Absorptionsstab auch noch Neutronen mit höherer als thermischer Energie absorbiert. Ein solcher epithermische und schnelle Neutronen zusätzlich absorbierender Stab stört die Verteilung der thermischen Neutronendichte und damit die Verteilung der Leistungsdichte weniger als ein solcher, der nur thermische Neutronen absorbiert, denselben Reaktivitätswert der verglichenen Stäbe vorausgesetzt. Aus diesem Grund eignet sich Cadmium nicht besonders gut als Werkstoff für einen Absorberstab, ganz abgesehen von seinen schlechten mechanischen Eigenschaften und seinem niedrigen Schmelzpunkt. Besser geeignet sind solche Stoffe, die, wie z. B. B^{10}, reine $1/v$-Absorber sind oder bei höheren Energien als die Cd-Resonanzenergie Absorptionsresonanzen haben, wie z. B. viele der seltenen Erden.

Auch das Verhalten der mechanischen Eigenschaften bei erhöhter Temperatur ist für die Eignung eines Materials entscheidend. Es ist unter Umständen außerordentlich wichtig, daß die Absorberstäbe auch bei unvorhergesehen hohen Temperaturen noch voll wirkungsfähig bleiben. Die mechanischen Eigenschaften des Absorberstabs müssen jedoch nicht nur durch hohe Temperaturen, sondern auch durch die Neutronenbestrahlung und -absorption unbeeinträchtigt bleiben. Es ist leicht einzusehen, daß ein Material, das über (n, γ)-Reaktionen Neutronen absorbiert, viel weniger Strahlungsschäden erleidet als ein solches, das die Neutronen, wie z. B. Bor, über (n, α)-Reaktionen einfängt. Im ersteren Fall verbleibt nur ein geringer Bruchteil der bei der Kernreaktion freiwerdenden Energie im Absorberstab selbst, und es findet auch keine Änderung der Ordnungszahl des absorbierenden Materials durch die (n, γ)-Reaktion statt, vorausgesetzt, daß das Folgeprodukt stabil oder von langer Lebensdauer ist. Im letzteren Fall dagegen wird das hochenergetische Alpha-Teilchen aus der (n, α)-Reaktion im Absorberstab abgebremst, es entstehen im Absorberstab also beträchtliche Wärmemengen, und die Reaktionsprodukte Lithium und Helium verbleiben als Fremdatome im Material und verursachen unter Umständen starke Schädigungen des Absorberstabs (s. 2.4). Schließlich soll, wie schon erwähnt, der Absorberstab im langdauernden Betrieb seinen Reaktivitätswert auch nicht durch Abbrand des absorbierenden Stoffes verlieren. Besonders geeignet sind in dieser Hinsicht solche absorbierenden Stoffe, deren Folgeprodukte nach Neutroneneinfang ebenfalls einen hohen Absorptionsquerschnitt haben, wie z. B. $\mathrm{Europium}^{151}$. Eine Dispersion von Eu^{151}-Oxyd in rostfreiem Stahl oder Titan scheint nach vorläufigen Untersuchungen[1]) in jeder Beziehung ein nahezu ideales Material für Absorberstäbe zu sein: Sein Absorptionsquerschnitt ist hoch genug im Bereich thermischer Energien, es zeigt im Bereich zwischen 0,2 eV und 200 eV sehr starke Resonanzabsorption, Stahl oder Titan haben sehr gute mechanische Eigenschaften, die Strahlungsschädigung dieses Materials ist im Vergleich mit Borstahl außerordentlich gering, und der Reaktivitätswert solcher Stäbe bleibt sehr lange erhalten, weil die zum Teil stabilen und zum Teil sehr langlebigen Folgeprodukte Eu^{152} bis Eu^{155} alle sehr große Absorptionsquerschnitte besitzen. Andere, bisher meist verwendete Materialien für Absorberstäbe sind Cadmium, Boral und Borstahl:

Cadmium ist wegen seiner schlechten mechanischen Eigenschaften (etwa mit Zinn

---

[1]) Anderson, W. K., Reactor Control Materials, Nucleonics **15** Nr. 1 (1957), 44.

vergleichbar), wegen des niedrigen Schmelzpunktes und wegen des bei höheren Energien kleinen Absorptionsquerschnitts nicht besonders gut geeignet.

Boral, eine Dispersion von etwa 50 % B_4C in Al, wird vor allem in Forschungsreaktoren häufig verwendet, ist jedoch für Leistungsreaktoren wegen der bei hohen Temperaturen schlechten mechanischen Eigenschaften des Aluminiums nicht geeignet.

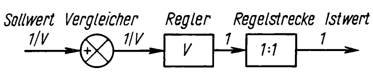
Borstahl, eine Dispersion von etwa 5 % oder weniger Bor in rostfreiem Stahl, wird fast allgemein in Reaktoren größerer Leistung als Absorbermaterial verwendet. Als Nachteile haften ihm, wie allen Bor enthaltenden Absorbermaterialien, starke Strahlungsschädigung und hohe Erwärmung an.

3.52 Theoretische Grundlage einer Regelung mit linearen Regelgliedern

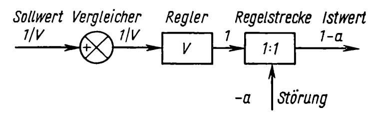
Obwohl ein Reaktor durch Temperatureffekte und durch den infolge seiner Regelung hergestellten Zusammenhang zwischen Neutronenflußdichte und Reaktivität zu einer nichtlinearen Regelstrecke wird, kann er als Regelstrecke trotzdem nach der Theorie der linearen Regelung behandelt werden, falls bei den betrachteten Regelvorgängen die Neutronenflußdichte nur genügend kleine Veränderungen erleidet. Im folgenden braucht daher nur in einige theoretische Grundlagen der Behandlung von Regelkreisen mit solchen Gliedern eingeführt zu werden, deren zeitliches Verhalten durch lineare Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten beschrieben werden kann.

3.521 Beschreibung eines geschlossenen Regelkreises im stationären Zustand

Die Aufgabe einer Regelung ist es, bei auftretenden Störungen die Regelabweichung, d. h. die Differenz zwischen dem Ist- und dem Sollwert möglichst klein zu halten. Um die Leistungsfähigkeit einer Regelung in bezug auf diese Forderung vor Augen zu führen, sollen eine Steuerung und eine Regelung ohne Integralanteil im ungestörten und im gestörten Zustand beschrieben werden. Dabei wird in den folgenden Beispielen der Fig. **689.**1 bis **690.**2 so normiert, daß der Istwert der Regelstrecke im ungestörten Zustand gleich Eins ist und die ganze Verstärkung nur vom Regler erzeugt wird. Die Regelstrecke hat also die Verstärkung Eins, kann jedoch Störungen unterliegen, die sich additiv oder subtraktiv auf den Ausgang auswirken.



689.1 Blockschaltbild einer Steuerkette



689.2 Steuerkette unter dem Einfluß einer Störung in der Regelstrecke vom Wert $-a$

Um eine formale Übereinstimmung in den Bezeichnungen für eine Steuerkette und einen Regelkreis zu wahren, ist in Fig. **689.**1 ein aufgeschnittener Regelkreis dargestellt, der sich wie eine Steuerkette verhält. Im ungestörten Zustand wird der Istwert Eins durch einen Sollwert $1/V$ herbeigeführt. Wird in die Regelstrecke eine Störung $-a$ eingeführt (s. Fig. **689.**2), so wirkt sich diese Störung voll auf den Istwert aus, da sie von der Eingangsgröße nicht erfaßt wird.

Anders verhält sich ein Regelkreis. Die Auswirkung einer in der Regelstrecke auftretenden Störung $-a$ auf den Istwert wollen wir als ein anschauliches Beispiel zur Übermittlung von Größen im Regelkreis behandeln: Um die von einem Regelglied zum andern übermittelten Größen festzustellen, wird der Regelkreis in Gedanken an irgendeiner Stelle aufgeschnitten, z. B. am Eingang der Meßstrecke. Dem Eingang des aufgeschnittenen Regelkreises wird die noch zu bestimmende Regelgröße Y zugeführt. Unter Berücksichtigung aller im Regelkreis befindlichen Verstärkungen bzw.

Verzögerungen läßt man diese Größe den ganzen Regelkreis vom Eingang der Schnittstelle bis zu deren Ausgang durchlaufen. Im geschlossenen Regelkreis müssen die beiden Größen am Eingang der Schnittstelle und an deren Ausgang einander gleich sein. Aus dieser Bedingung folgt eine Gleichung für die unbekannte Größe Y.

690.1 Übermittlung von Größen im Regelkreis

Zunächst soll der Sollwert X festgestellt werden, der in einem ungestörten Regelkreis (Fig. **690.**1) den Meßwert Y herbeiführt. An der aufgeschnittenen Stelle muß sein: $Y = V \cdot (X - Y)$. Soll, wie oben normiert, der Istwert $Y = 1$ sein, so muß der Sollwert $X = 1 + 1/V$ betragen. Die Verstärkung des geschlossenen Kreises wird also

$$\frac{Y}{X} = \frac{V}{1+V}, \tag{14}$$

d. h., für unendlich große Verstärkung V reduziert sich die Verstärkung des geschlossenen Kreises auf Eins. Wirkt nun bei unverändertem Sollwert eine Störung $-a$ auf die Regelstrecke eines Regelkreises, so reduziert sich die verbleibende Regelabweichung gegenüber der Abweichung bei einer Steuerung auf den $1/1 + V$-ten Teil. Durch genügend große Verstärkung V könnte also diese bleibende Regelabweichung beliebig klein gemacht werden, wenn die Forderung nach Stabilität des Regelkreises dies erlauben würde. In Fig. **690.**2 ist das Blockschema des gestörten Regelkreises dargestellt. Es soll der durch die Störung $-a$ in der Regelstrecke beeinflußte Istwert ermittelt werden, wenn der Sollwert des ungestörten Kreises beibehalten wird. An der Schnittstelle muß sein:

$$Y = V \cdot \left(1 + \frac{1}{V} - Y\right) - a,$$

also beträgt der Istwert

$$Y = 1 - \frac{a}{1+V}. \tag{15}$$

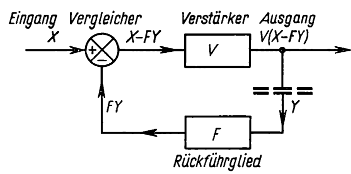
690.2 Regelkreis unter dem Einfluß einer Störung in der Regelstrecke vom Wert $-a$

Die Gesamtverstärkung eines rückgekoppelten Regelgliedes läßt sich auf dieselbe Weise ableiten. Solche rückgekoppelten Regelglieder werden in der Regeltechnik sehr häufig verwendet (s. 3.524, 3.531 5 und 3.531 6), darüber hinaus finden sie verbreitete Anwendung als selbstrechnende Verstärker in elektronischen Analogie-Rechenmaschinen. Ein rückgekoppeltes Regelglied (s. Fig. **690.**3) besteht aus zwei Gliedern mit den Verstärkungsfaktoren V und F, wobei der Ausgang des zweiten Gliedes in den Eingang des ersten entweder additiv oder subtraktiv zurückgeleitet wird. Die beiden Glieder können auch aus mehreren Komponenten bestehen, so daß V und F Gesamtverstärkungen darstellen. Es ist also bei subtraktiver Rückführung

$$Y = V \cdot (X - F \cdot Y).$$

Damit wird die Gesamtverstärkung

$$\frac{Y}{X} = \frac{V}{1 + F \cdot V}. \tag{16}$$



690.3 Übermittlung von Größen im rückgeführten Regelkreis

Bei genügend großer Verstärkung V wird die Gesamtverstärkung des rückgekoppelten Systems annähernd $+1/F$.

Läßt man bei subtraktiver Rückführung wieder eine Störung $-a$ auf die Regelstrecke

des in Fig. **690.3** dargestellten Regelkreises wirken, so ergibt sich auf dieselbe Weise der Wert der Regelgröße

$$Y = \frac{V \cdot X}{1 + V \cdot F} - \frac{a}{1 + V \cdot F}, \tag{17}$$

wobei der erste Term der rechten Seite den Aufgabenwert darstellt und der zweite Term die Regelabweichung.

Wird zur Einstellung des Aufgabenwerts der Sollwert X verändert, also F konstant belassen, so ist die Regelabweichung von der Regelgröße Y unabhängig. Wird jedoch zur Einstellung des Aufgabenwerts die Verstärkung des Rückführgliedes F verändert, so ist die relative Regelabweichung

$$\frac{a}{1 + V \cdot F} : Y \cong \frac{a}{1 + V \cdot F} : \frac{V \cdot X}{1 + V \cdot F} = \frac{a}{V \cdot X} \tag{18}$$

von der Regelgröße Y unabhängig.

Zur Klarstellung der Begriffe soll hier erwähnt werden, daß mit der Bezeichnung „Rückkopplung" dasselbe wie „feedback" gemeint ist, nämlich die Tatsache, daß eine Größe vom Ausgang in den Eingang zurückgeleitet wird, unbeschadet ob additiv oder subtraktiv. Die Begriffe „positive Rückkopplung", „Mitkopplung" und „positive feedback" beziehen sich auf eine additive Zurückleitung, die Begriffe „negative Rückkopplung", „Gegenkopplung", „negative feedback" und „Rückführung" auf subtraktive Zurückleitung der Ausgangsgröße in den Eingang.

3.522 Beschreibung des zeitlichen Verhaltens eines linearen Regelkreises

In diesem und in den Abschnitten 3.523, 3.524 und 3.531 befassen wir uns mit dem zeitlichen Verhalten des Reglers, der Regelstrecke und des gesamten Regelkreises in Hinsicht auf die selbsttätige Regelung eines Reaktors. Unter dem „zeitlichen Verhalten" sei der Zusammenhang verstanden zwischen einer vorgegebenen Zeitfunktion der Eingangsgröße X (t) und der aus den Eigenschaften des betrachteten Regelgliedes oder des gesamten Regelkreises folgenden Ausgangsgröße Y (t). Damit eine Regelstrecke durch den Regler entsprechend gewissen Anforderungen geregelt wird, muß das zeitliche Verhalten des Reglers so auf das bekannte und gegebene Verhalten der Regelstrecke abgestimmt werden, daß das sich dadurch ergebende Verhalten des gesamten Regelkreises die gestellte Regelaufgabe erfüllt. Aus diesem Grunde wird die Beschreibung des zeitlichen Verhaltens von Regelgliedern im folgenden einen relativ breiten Raum einnehmen.

Die Betrachtungen mit zeitlich unabhängigen Verstärkungen V, F, usw. galten für den stationären Zustand des Regelkreises. In Wirklichkeit sind aber die Bauelemente eines Regelkreises Energiespeicher und daher mit Trägheiten behaftet. Im allgemeinen stellen daher die Größen V, F usw. zeitabhängige Funktionen zwischen der Eingangs- und der Ausgangsgröße dar.

Eine der folgenden drei üblichen Methoden kann zur Ermittlung und Untersuchung der Zeitfunktion zwischen der Eingangsgröße und der Ausgangsgröße eines linearen Regelgliedes oder des gesamten linearen Regelkreises angewendet werden:

1. Analytische Methode: Durch Aufstellung der zum untersuchten System gehörigen Differentialgleichungen und durch ihre Lösungen können Gleichungen gewonnen werden, die das Verhalten des Systems vollständig beschreiben. Bei der Aufstellung dieser Differentialgleichungen empfiehlt es sich, sie so zu normieren, daß ihre Koeffizienten die Dimension einer Zeit oder deren positive oder negative Potenzen haben. Auf diese Weise wird nämlich erreicht, daß die mathematische Behandlung unabhängig wird von den Dimensionen der physikalischen (elektrische, mechanische usw.) Größen des Systems, an welchem die Behandlung durchgeführt wird. Die analytischen

Ausdrücke für Systeme, in denen ganz verschiedenartige physikalische Größen vorkommen, können durch Aufstellung solcher „Modellgleichungen" miteinander verknüpft werden. Im Laufe der Lösung der linearen Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten erhält man eine charakteristische Gleichung, die den analytischen Ausdruck des Frequenzganges darstellt.

2. Experimentell wird der Frequenzgang so ermittelt, daß der Eingang des zu untersuchenden Teiles eines Regelkreises mit einer, in einem für die Untersuchung ausreichenden Bereich zu variierenden Frequenz erregt wird. Das Verhältnis der Amplituden von Ausgangs- und Eingangsgröße und ihre Phasenbeziehung für verschiedene Frequenzen als Parameter stellt den Frequenzgang dar. Graphisch wird der Frequenzgang in der komplexen Ebene als einzelne Kurve dargestellt (s. Fig. **695.**1 c). Eine andere Möglichkeit der Darstellung besteht darin, daß einmal der Logarithmus des Amplitudenverhältnisses und in einer zweiten Kurve der Phasenverzug jeweils gegen den Logarithmus der speisenden Kreisfrequenz aufgetragen wird (s. Fig. **695.**1 b). Der Logarithmus des Amplitudenverhältnisses und der Phasenwinkel im Bogenmaß stellen den reellen und den imaginären Anteil eines und desselben Exponenten dar, wenn der Frequenzgang wie üblich in komplexer Schreibweise dargestellt wird. Ist die Eingangsgröße gegeben durch

$$a_i = e^{j\omega t}$$

und die Ausgangsgröße durch

$$a_0 = A(\omega) \cdot e^{j[\omega t + \varphi(\omega)]},$$

so wird der Frequenzgang

$$V(\omega) = \frac{a_0}{a_i} = A(\omega) \cdot e^{j\varphi(\omega)} = e^{\ln A(\omega) + j\varphi(\omega)}.$$

Bei hintereinandergeschalteten Regelgliedern multiplizieren sich die Verstärkungsfaktoren $A(\omega)$ und addieren sich die Phasenwinkel $\varphi(\omega)$. Die logarithmische Darstellung bietet deshalb eine besondere Bequemlichkeit, weil die Multiplikation durch eine Addition ersetzt werden kann.

3. Eine andere meßtechnische Methode stellt die Aufnahme der sog. Übergangsfunktion dar. Bei dieser Methode läßt man die Eingangsgröße des zu untersuchenden Teiles oder des ganzen Regelkreises einen plötzlichen Sprung ausführen, um nach dem Sprung diese Größe auf ihrem neuen Wert verharren zu lassen. Die dabei gemessene zeitliche Funktion der Ausgangsgröße wird als Übergangsfunktion bezeichnet (s. Fig. **695.**1 a). Aus der Übergangsfunktion lassen sich die Zeitkonstanten des Systems ermitteln, wenn sie nicht zu nahe beieinander liegen und die Ordnung der das System beschreibenden Differentialgleichung nicht zu hoch ist. Bei der Ermittlung nahe aneinanderliegender Zeitkonstanten zusammengesetzter Regelglieder kann man oft einen solchen Eingriff in die Regelglieder vornehmen, daß dadurch die Zeitkonstanten voneinander getrennt und einzeln bestimmt werden können. Da eine Sprungfunktion spektral zerlegt alle Frequenzen in sich birgt, kann theoretisch mittels eines Frequenzganges die zugehörige Übergangsfunktion konstruiert werden und umgekehrt.

Alle drei hier beschriebenen Methoden haben denselben physikalischen Inhalt und lassen sich ineinander überführen. Es entscheidet somit nur die Zweckmäßigkeit, welche von diesen drei Methoden gegebenenfalls anzuwenden ist.

3.523 Stabilität eines Regelkreises

Ein linearer Regelkreis ist dann stabil, wenn er bei Fernhalten jeglicher Störung einem Beharrungszustand zustrebt, d. h. durch die Regelung nicht in ungedämpfte Schwingungen gerät oder sogar seine Regelgröße anfängt ständig zu wachsen, bis die durch die Nichtlinearität des Regelkreises gegebene Sättigungsgrenze erreicht wird.

Im Blockschema Fig. **693.1** ist wieder ein Regelkreis gezeichnet; der Regler und die Regelstrecke seien vereinigt gedacht. Das System befinde sich mit dem Sollwert a_i und demzufolge mit dem Istwert $a_0 = a_i\, V/1 + V$ in einem stationären Normalzustand. Wird der Sollwert nun auf $a_i + \Theta_i$ erhöht und wieder ein stationärer Zustand abgewartet, so stellt sich der Istwert ein auf $a_0' = (a_i + \Theta_i) \cdot V/1 + V$, also wird die Abweichung des Istwerts von seinem Normalzustand

$$\Theta_0 = a_0' - a_0 = \Theta_i \frac{V}{1+V}$$

oder

$$\frac{\Theta_0}{\Theta_i} = \frac{V}{1+V}\,. \qquad (19)$$

693.1 Übermittlung von zeitlich veränderlichen Größen in einem Regelkreis

In der Regeltechnik linearer Systeme werden wegen der Unabhängigkeit von einem stationären Wert stets nur Abweichungen oder auf den Normalzustand bezogene relative Abweichungen behandelt. In der obigen Gleichung ist V die Gesamtverstärkung des offenen Kreises im stationären Zustand, also eine konstante Größe.

Für nichtstationäre Vorgänge ist die Verstärkung V im allgemeinen keine konstante Größe. Die Gleichung zwischen den Größen Θ_0 und Θ_i für irgendwelche nichtstationäre Vorgänge nimmt dann folgende Gestalt an:

$$\{1 + \mathsf{V}\},\, \Theta_0 = \{\mathsf{V}\},\, \Theta_i.$$

Die Ausdrücke in den geschweiften Klammern bedeuten Differentialoperatoren nach der Zeit, angewandt auf die Größen Θ_0 und Θ_i. Um die Stabilität eines linearen Systems zu überprüfen, genügt es, einen solchen Übergang zu betrachten, der durch das plötzliche Verschwinden der Störung Θ_i verursacht wird, und zu verfolgen, ob der dabei eingeleitete Vorgang stabil oder unstabil verläuft. Weil während des eingeleiteten Vorgangs dauernd $\Theta_i \equiv 0$ und $\Theta_0 \neq 0$ ist, muß die folgende Gleichung erfüllt sein:

$$\{1 + \mathsf{V}\},\, \Theta_0 = 0.$$

Mit dem Ansatz $\Theta_0 = e^{pt}$ geht diese Gleichung in die sog. charakteristische Gleichung des geschlossenen Regelkreises über

$$1 + \mathsf{V}\,(p) = 0. \qquad (20)$$

Diese Gleichung ist bei linearen Systemen, mit Ausnahme solcher, die Regelglieder mit Totzeit besitzen, eine algebraische Gleichung in p. Ihre Wurzeln bilden ein Linienspektrum komplexer Frequenzen.

Notwendige und hinreichende Bedingung für die Stabilität ist, daß die Realteile der Wurzeln negativ sind, d. h. in $p = \beta + \mathrm{j}\,\omega$ muß $\beta < 0$ sein, damit der Übergang gedämpft ist. Für die Feststellung der Stabilität ist es nicht notwendig, die charakteristische Gleichung zu lösen, denn es gibt viele Kriterien, um die Stabilität auf einfachere Weise zu ermitteln.

So bedient sich das Kriterium nach Hurwitz eines analytischen Verfahrens. Es wird dabei vorausgesetzt, daß $\mathsf{V}\,(p)$ in analytischer Form bekannt ist. Die Erfüllung des sog. „ersten Hurwitz-Kriteriums" ist eine für die Stabilität notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung und besagt, daß die Koeffizienten der charakteristischen Gleichung sämtlich ungleich Null sein und gleiches Vorzeichen besitzen müssen. Die Erfüllung des sog. „zweiten Hurwitz-Kriteriums" ist eine für die Stabilität hinreichende Bedingung: Aus den Koeffizienten der charakteristischen Gleichung werden nach bestimmten Regeln Determinanten gebildet, die ihrerseits sämtlich gleiche Vorzeichen haben müssen.

Ein anderes Verfahren, angegeben von Nyquist, bildet die positive Halbebene der komplexen Frequenz $p = \beta + \mathrm{j}\,\omega$ auf die durch die Funktion $\mathsf{V}\,(p)$ des offenen Regelkreises gegebene Ebene ab (s. Fig. **695.1** c). Dazu wird die durch die imaginäre

Achse und einen Halbkreis von unendlichem Radius gegebene Begrenzung der positiven p-Halbebene auf die V-Ebene abgebildet. Dabei ist die Kenntnis der abbildenden Funktion nur in der Form $\mathsf{V}(\mathrm{j}\,\omega)$ notwendig, wie sie aus der experimentellen Ermittlung des Frequenzganges hervorgeht. Der geschlossene Regelkreis ist dann stabil, wenn der Punkt -1 der V-Ebene des offenen Kreises außerhalb der Abbildung der positiven Halbebene von p liegt (in Fig. **695.1**c ist die positive p-Halbebene durch die Funktion $\mathsf{V}(p)$ auf die schraffierte Fläche innerhalb der Kurven abgebildet). Diesem Kriterium liegt der Gedanke zugrunde, daß alle p mit $\beta \geq 0$, also alle Werte p der positiven p-Halbebene die charakteristische Gleichung (20) nicht erfüllen dürfen; also kein p der positiven p-Halbebene in den Punkt -1 der V-Ebene abgebildet werden darf. Unter den Wurzeln p der charakteristischen Gleichung sind also keine solchen zugelassen, die ungedämpfte Schwingungen darstellen. Analytisch wird dies durch den Residuensatz von Cauchy festgestellt, indem ein Umlaufintegral längs der imaginären Achse und dann längs eines Halbkreises in der positiven p-Ebene mit unendlichem Radius gebildet wird[1]).

3.524 Optimierung eines Regelkreises[2])

Die Stabilität eines Regelkreises ist für die technische Brauchbarkeit einer Regelung eine notwendige, aber nicht eine hinreichende Bedingung. Ein idealer Regelkreis sollte nämlich darüber hinaus so beschaffen sein, daß die Regelgröße unverzüglich und unverzerrt jeder Sollwertänderung folgt. Diese Forderung ist damit gleichbedeutend, daß das vom geschlossenen Regelkreis übertragene Frequenzband des Sollwerts möglichst breit ist und die Verstärkung des geschlossenen Regelkreises (d. i. das Verhältnis von Istwert zu Sollwert) bei allen Frequenzen des Bandes gleich Eins ist. In praktischen Fällen ist die Forderung konstanter Verstärkung eines breiten Frequenzbandes zu scharf. Es genügt z. B. zu verlangen, daß die Verstärkung des geschlossenen Regelkreises bei $\omega = 0$ möglichst Eins ist und die Ableitungen des absoluten Betrages der Verstärkung nach ω bis zu möglichst hohen Ordnungen alle verschwinden[3]). Um dieses Optimierungsprinzip zu erfüllen, kann man folgendes Optimierungsverfahren anwenden:

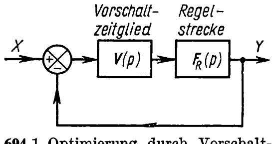
Wie hier nicht näher ausgeführt werden kann, läßt sich der Frequenzgang einer offenen Regelstrecke in Form einer gebrochen rationalen Funktion darstellen [vgl. z. B. den Frequenzgang eines Reaktors, Gl. (54)]:

$$\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p) = \frac{F_0}{p\,T} \cdot \frac{(1 + p\,T_a)(1 + p\,T_b)\ldots\ldots(1 + p\,T_m)}{(1 + p\,T_\alpha)(1 + p\,T_\beta)\ldots\ldots(1 + p\,T_\mu)}\,. \tag{21}$$

Dabei sind die T_i gewisse Zeitkonstanten, der Grad des Zählers m ist kleiner oder gleich dem Grad des Nenners μ. Denkt man sich einen Regelkreis, der nur aus dieser Regelstrecke, einer Rückführung und einem Vergleicher besteht, so würde der Frequenzgang $\mathsf{F}_{\mathrm{K}}(p)$ dieses geschlossenen Regelkreises sein [vgl. Gl. (14)]

$$\mathsf{F}_{\mathrm{K}}(p) = \frac{\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p)}{1 + \mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p)}\,.$$

Die Bedingung $\mathsf{F}_{\mathrm{K}}(p) = 1$ für $p = 0$ ist zwar erfüllt, jedoch werden die Ableitungen von $\mathsf{F}_{\mathrm{K}}(p)$ nach der Frequenz keineswegs verschwinden, wie im Optimierungs-



694.1 Optimierung durch Vorschaltzeitglied und Rückführung

[1]) Görk, E., Stabilitätskriterien, Arch. f. el. Übertragung **4** (1950), 89.
[2]) Sartorius, H., Angepaßte Regelsysteme, Regelungstechnik **2** (1954), 165.
[3]) Keßler, C., Über die Vorausberechnung optimal abgestimmter Regelkreise, Regelungstechnik **2** (1954), 274; **3** (1955), 16.

prinzip gefordert wurde. Schaltet man nun, wie in Fig. **694**.1 dargestellt, ein Vorschaltzeitglied mit dem Frequenzgang $\mathsf{V}(p)$ mit der Regelstrecke in Reihe und schließt den Regelkreis über eine Rückführung, so ist der Frequenzgang dieses geschlossenen Regelkreises

$$\mathsf{F}(p) = \frac{\mathsf{V}(p) \cdot \mathsf{F_R}(p)}{1 + \mathsf{V}(p) \cdot \mathsf{F_R}(p)} \,. \tag{22}$$

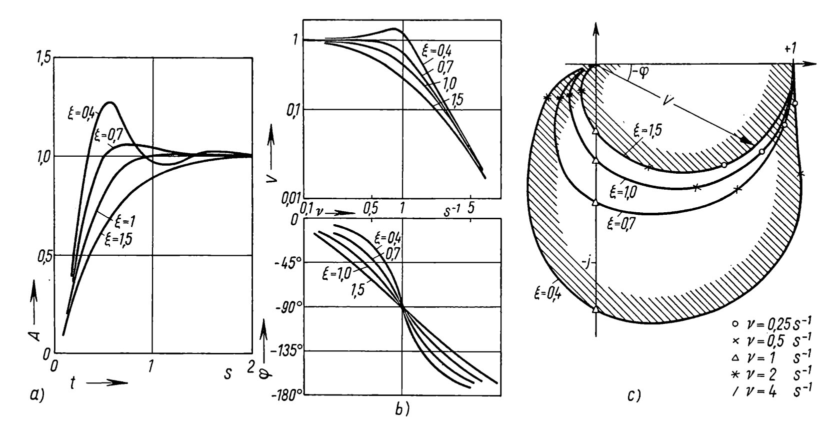
Gelingt es, den Frequenzgang des Vorschaltzeitgliedes so zu gestalten, daß

$$\mathsf{V}(p) = V_0 \cdot F_0 \cdot \frac{1}{\mathsf{F_R}(p)} \,, \tag{23}$$

so ist

$$\mathsf{V}(p) \cdot \mathsf{F_R}(p) = V_0 \cdot F_0 = \text{const}$$

und $\mathsf{F}(p) \cong 1$, wenn $V_0 \cdot F_0 \gg 1$ ist. Damit wäre die Optimierung erfüllt. Ein Vorschaltzeitglied, dessen Frequenzgang Gl. (23) genügt, ist jedoch im allgemeinen nicht realisierbar. In der hier angewandten Frequenzschreibweise bedeutet nämlich p^n für $n > 0$ eine Differentiation n-ter Ordnung nach der Zeit, für $n < 0$ eine zeitliche Integration n-ter Ordnung. Entsprechend dem Frequenzgang der Regelstrecke [Gl. (21) müßte das Vorschaltzeitglied zur Kompensation sämtlicher Zeitkonstanten T_i Differentiationen der Regelgröße bis zur μ-ten Ordnung und Integrationen bis zur m-ten Ordnung ausführen. Nun entspricht die gemessene Regelgröße, bedingt durch die Meßmethode, nicht genau der wirklichen Regelgröße, sondern sie ist meist zusätzlich mit eigenen



695.1 Darstellung des zeitlichen Verhaltens einer Regelstrecke. a) Übergangsfunktion: Aufgetragen ist die Amplitude A der Ausgangsgröße, wenn zum Zeitpunkt $t = 0$ die Eingangsgröße sprunghaft von Null auf Eins verändert wurde. b) Frequenzgang in doppelt logarithmischer Darstellung und zugehörige Phasenverschiebung: Oben ist der logarithmische Betrag des Amplitudenverhältnisses, unten die Phasenverschiebung der Ausgangsgröße gegenüber der Eingangsgröße gegen den Logarithmus der Frequenz aufgetragen. c) Frequenzgang, dargestellt in der komplexen Ebene: Die Länge des Zeigers gibt den Betrag des Amplitudenverhältnisses, der Winkel gegen die Abszisse den Phasenwinkel an. Gleichzeitig ist dies die Abbildung der positiven imaginären Achse der p-Ebene in die V-Ebene. Alle drei Abbildungen stellen das zeitliche Verhalten derselben Regelstrecke dar, deren Frequenzgang durch $\mathsf{V}(p) = 1/(p^2 + 2\xi p + 1)$ gegeben ist; ξ ist ein Dämpfungsparameter

Oberwellen behaftet und mit höheren Frequenzen des speisenden Netzes überlagert. Die Amplituden dieser Frequenzen werden jedoch bei einer Differentiation nach der Zeit relativ zueinander mit ihrer jeweiligen Kreisfrequenz ω multipliziert, bei

n-maliger Differentiation also jeweils mit ω^n, so daß durch eine wiederholte Differentiation die Oberwellen immer stärker hervortreten. Dieser Umstand begrenzt die von dem Vorschaltzeitglied vernünftig durchgeführten Differentiationen der Meßgröße in den meisten Fällen auf die erste Ordnung. Deshalb ist man meist gezwungen, sich mit der Kompensierung höchstens zweier Faktoren des Nenners des Frequenzganges des offenen Regelkreises durch ein Vorschaltglied zu begnügen. Durch zusätzliche Vorschriften für die Koeffizienten des verbleibenden Restes des Nenners läßt sich unter Umständen noch eine weitere Optimierung der Regelung erzielen.

Um die Regelung darüber hinaus noch zu verbessern, werden die Wirkungen gewisser Störgrößen durch „Störgrößenaufschaltung" aufgehoben, d. h. Störungen, die in bekannter Weise auf die Regelgröße wirken würden, läßt man über Steuerungen die Regelgröße so beeinflussen, daß diese Störungen möglichst schon vor Eintritt in den Regelkreis kompensiert werden.

Aus der Vielzahl der verschiedenen Optimierungsvorschriften sollen noch zwei anschaulich verständliche Beispiele genannt werden: 1. Der Regler muß so ausgelegt werden, daß bei der Aufnahme der Übergangsfunktion des geschlossenen Regelkreises das Zeitintegral der quadratischen Regelabweichung möglichst klein ist (s. Fig. **695.1** a). 2. Man kann andererseits verlangen, daß der Frequenzgang eine solche Resonanzüberhöhung zeigt, die innerhalb eines gewissen vorgeschriebenen Bereichs bleibt (Fig. **695.1** b). Die Resonanzüberhöhung stellt das Verhältnis zwischen der Amplitude bei Resonanzfrequenz und der Amplitude bei der Kreisfrequenz $\omega = 0$ dar. Der physikalische Sinn dieses letzteren Verfahrens ist nicht so offensichtlich wie der des erstgenannten. Man kann jedoch leicht einsehen, daß sich bei einer zu großen Resonanzüberhöhung der Regelkreis mit zu geringer Dämpfung auf den neuen Wert einschwingt. Ist keine Resonanzüberhöhung vorhanden, so entspricht das einem Übergang, bei dem sich das System wegen zu starker Dämpfung u. U. zu langsam an den neuen Wert annähert. Ein ideales Regelsystem, d. h. ein solches, das einer vorgegebenen Störung sofort folgt, würde einen Frequenzgang zeigen, der bis zu unendlich hohen Frequenzen konstant ist, wie oben besprochen wurde.

3.53 Der Reaktor als Regelstrecke

3.531 Reaktorkinetik

Nachdem in Abschn. 3.52 die Grundlagen der Regeltheorie besprochen wurden, soll nun das zeitliche Verhalten eines Reaktors als Regelstrecke analytisch untersucht werden. Dazu werden in Abschn. 3.531 1 die reaktorkinetischen Gleichungen mit Berücksichtigung der verzögerten Neutronen aufgestellt. Diese Gleichungen sind ein Sonderfall eines allgemeineren Gleichungssystems, der sog. reaktordynamischen Gleichungen. Auf dem Zusammenhang, der hier besteht, wird — in Ergänzung der in 3.2 behandelten Reaktortheorie — ebenfalls eingegangen. Zur Ableitung der reaktorkinetischen Gleichungen genügt es, ebenso wie in 3.511, nur die räumlichen Mittelwerte der auftretenden physikalischen Größen zu betrachten. Außerdem wird zunächst darauf verzichtet, den Einfluß des Temperaturkoeffizienten des Multiplikationsfaktors k_{eff} zu berücksichtigen.

Das reaktorkinetische Gleichungssystem soll im Anschluß daran in Anlehnung an die Methoden zur Untersuchung eines linearen Regelgliedes (s. 3.522) für folgende Fälle der zeitlichen Abhängigkeit von k_{eff} gelöst werden: Für einen bei $k_{\text{eff}} = 1$ beginnenden Reaktivitätssprung mit der Sprunghöhe ϱ; für sehr kleine sinusförmige Schwankungen um $k_{\text{eff}} = 1$ als arithmetischem Mittelwert; und für die sog. Rampen-

funktion, bei der sich k_{eff} linear mit der Zeit ändert. Die letzte Lösung ist deshalb wichtig, weil sich k_{eff} bei der in Abschn. 3.512 5 erwähnten unstetigen Geschwindigkeitsregelung, der sog. Dreipunkt-Geschwindigkeitsregelung, während gewisser Zeitabschnitte annähernd nach einer Rampenfunktion ändert.

3.531 1 Ableitung der reaktorkinetischen Gleichungen unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen*)

Ausgangspunkt für die Ableitung der reaktorkinetischen Gleichungen bildet die zeitabhängige Diffusionsgleichung [Gl. (342) von 3.2] der Alters-Diffusionstheorie (s. 3.231 2) für die thermische Neutronenflußdichte $\Phi(\mathfrak{r}, t)$ bzw. für die Dichte $n(\mathfrak{r}, t)$ der thermischen Neutronen in einem reflektorlosen thermischen Reaktor:

$$\frac{1}{v_{\text{th}}} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta \Phi(\mathfrak{r}, t) + \left(k_\infty \mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2 \tau} - 1\right) \Sigma_a \Phi(\mathfrak{r}, t). \tag{24}$$

Bei dieser Gleichung wird angenommen, daß beim Spaltungsakt nur prompte Spaltneutronen entstehen. In Wirklichkeit treten aber einige Spaltneutronen erst mit einer gewissen Verzögerung zu den bei Spaltung spontan frei werdenden prompten Spaltneutronen auf, nämlich erst nach Ablauf der mittleren Lebensdauer ganz bestimmter primärer Spaltprodukte (s. 1.28). Man kann diese verzögerten Spaltneutronen nach der Lebensdauer τ_i der primären Spaltproduktkerne in verschiedene Gruppen einteilen; so sind z. B. bei U^{235} bis jetzt sechs Gruppen nachgewiesen worden. Da die Eigenschaften eines Reaktors als Regelstrecke zu einem großen Teil auf den verzögerten Neutronen beruhen, muß Gl. (24) berichtigt werden.

Der auf die i-te Gruppe entfallende Bruchteil je insgesamt frei werdendem Spaltneutron sei β_i. Dann ist $\sum_i \beta_i = \beta$ (Zahlenwerte s. Tab. **30.**1) der Bruchteil aller verzögerten Spaltneutronen, bezogen auf ein emittiertes Spaltneutron. $c_i(\mathfrak{r}, t)$ sei die in der Volumeinheit am Ort $\mathfrak{r}$ zur Zeit t vorhandene Konzentration derjenigen primären Spaltproduktkerne, deren Tochterkerne verzögerte Neutronen der i-ten Gruppe aussenden; $\lambda_i = 1/\tau_i$ sei die zugehörige Zerfallskonstante. Während bei Ableitung von (24) von einer einheitlichen Erzeugungsrate der Spaltneutronen von $k_\infty \Sigma_a \Phi(\mathfrak{r}, t)/p$ ausgegangen wurde, ist nunmehr zwischen der Erzeugungsrate der prompten und der verzögerten Spaltneutronen zu unterscheiden. In der Volum- und Zeiteinheit werden $\sum_i \lambda_i c_i(\mathfrak{r}, t)$ verzögerte Neutronen erzeugt, da bei jedem Zerfall eines primären Spaltproduktkerns ein angeregter Tochterkern entsteht, der ein verzögertes Neutron aussendet. Die Erzeugungsrate der prompten Spaltneutronen beträgt

$$k_\infty (1 - \beta) \Sigma_a \Phi(\mathfrak{r}, t)/p.$$

Folglich gilt statt Gl. (24)

$$\frac{\partial n(\mathfrak{r}, t)}{\partial t} = D \Delta \Phi(\mathfrak{r}, t) + \left[k_\infty (1 - \beta) \mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2 \tau} - 1\right] \Sigma_a \Phi(\mathfrak{r}, t) + \sum_i p \, \mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2 \tau} \lambda_i c_i(\mathfrak{r}, t). \tag{24a}$$

Zu dieser Gleichung kommt noch folgendes Differentialgleichungssystem für die zeitliche Änderung der Konzentrationen $c_i(\mathfrak{r}, t)$ der primären Spaltproduktkerne hinzu:

$$\frac{\partial c_i(\mathfrak{r}, t)}{\partial t} = \frac{k_\infty \beta_i \Sigma_a \Phi(\mathfrak{r}, t)}{p} - \lambda_i c_i(\mathfrak{r}, t) \qquad (i = 1, 2, \ldots 6), \tag{24b}$$

wobei das erste Glied der rechten Seite die Erzeugungsrate der primären Spaltprodukt-

*) Abschn. 3.531 1 wurde von H. J. Brüchner, Frankfurt, an Abschn. 3.2 angeglichen.

kerne angibt. Damit sind die orts- und zeitabhängigen reaktorkinetischen Gleichungen im Rahmen der Alters-Diffusionstheorie aufgestellt [für Zweigruppentheorie vgl. 3.241 2: Gl. (569), Gl. (570) und Gl. (571)].

Für die Untersuchung der kinetischen Reaktoreigenschaften ist es zweckmäßig, eine Reihe von Vereinfachungen vorzunehmen. Wir nutzen Gl. (123) und Gl. (334) von 3.2 aus und integrieren Gl. (24a) und Gl. (24b) über das Reaktorvolumen. Man erhält

$$\frac{\mathrm{d}n(t)}{\mathrm{d}t} = \left[k_\infty(1-\beta)\,\mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2\bar{\tau}} - (1+L^2\mathsf{B}_g^2)\right]\Sigma_a v_{\mathrm{th}}\, n(t) + \sum_i p\,\mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2\bar{\tau}}\,\lambda_i c_i(t) \qquad (25\mathrm{a})$$

und $$\frac{\mathrm{d}c_i(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{k_\infty \beta_i \Sigma_a v_{\mathrm{th}}\, n(t)}{p} - \lambda_i c_i(t) \qquad (i = 1, 2, \ldots 6). \qquad (25\mathrm{b})$$

Nun beachten wir, daß in einem unendlich ausgedehnten Reaktor die mittlere Lebensdauer $\tau_{g\infty}$ einer Generation prompter Neutronen gleich der Diffusionszeit $t_{\mathrm{diff}} = 1/(v_{\mathrm{th}}\Sigma_a)$ [s. Gl. (351) von 3.2] sein muß. Die Generationsdauer der prompten Neutronen in einem endlichen thermischen Reaktor verkürzt sich um den Faktor $P_{\mathrm{th}} = 1/(1 + L^2\mathsf{B}_g^2)$, die thermische Nicht-Entweichwahrscheinlichkeit; mithin

$$\tau_g' = t_{\mathrm{diff}}\, P_{\mathrm{th}} = 1/[v_{\mathrm{th}}\,\Sigma_a(1 + L^2\mathsf{B}_g^2)]. \qquad (26)$$

Dann ergibt sich aus Gl. (25a) bzw. Gl. (25b) mit Hilfe der kritischen Gleichung der Alters-Diffusionstheorie [Gl. (361) von 3.2]

$$k_{\mathrm{eff}} = \frac{k_\infty\,\mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2\bar{\tau}}}{1 + L^2\mathsf{B}_g^2}$$

und mit $\lambda_i = 1/\tau_i$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = [k_{\mathrm{eff}}(1-\beta) - 1]\frac{n(t)}{\tau_g'} - p\,\mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2\bar{\tau}}\sum_i \frac{c_i(t)}{\tau_i}$$

und $$\frac{\mathrm{d}c_i}{\mathrm{d}t} = \frac{k_{\mathrm{eff}}\beta_i}{p\,\mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2\bar{\tau}}}\,\frac{n(t)}{\tau_g'} - \frac{c_i(t)}{\tau_i} \qquad (i = 1, 2, \ldots 6). \qquad (27)$$

Führt man die Abkürzungen $\tau_g = \tau_g'/k_{\mathrm{eff}}$ und $a = p\,\mathrm{e}^{-\mathsf{B}_g^2\bar{\tau}}$ sowie die Reaktivität $\varrho = (k_{\mathrm{eff}} - 1)/k_{\mathrm{eff}}$ [s. Gl. (568) von 3.2] ein, so wird hieraus

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = (\varrho - \beta)\frac{n(t)}{\tau_g} + a\sum_i \frac{c_i(t)}{\tau_i}$$

und $$\frac{\mathrm{d}c_i}{\mathrm{d}t} = \frac{\beta_i}{a}\,\frac{n(t)}{\tau_g} - \frac{c_i(t)}{\tau_i} \qquad (i = 1, 2, \ldots 6). \qquad (28)$$

Die Abkürzung a gibt an, welcher Bruchteil von den entstandenen schnellen Spaltneutronen im betrachteten Reaktor thermisch wird. Da sich k_{eff} bzw. ϱ während des Reaktorbetriebs ändern können, also von der Zeit t abhängen, handelt es sich bei den reaktorkinetischen Gleichungen um ein System linearer Differentialgleichungen erster Ordnung mit nichtkonstanten Koeffizienten.

Bevor wir für die drei auf Seite 696 aufgeführten Fälle Lösungen der Gl. (28) angeben, wollen wir noch kurz auf den Zusammenhang zur sog. Reaktordynamik eingehen. Es hat sich eingebürgert, dann von Reaktordynamik zu sprechen, wenn man noch berücksichtigt, daß das jeweilige $k_{\mathrm{eff}}(t)$ bzw. $\varrho\,(t)$ eine Funktion der Spaltungs-

vorgeschichte des Reaktors ist[1]). Mit anderen Worten: $\varrho(t)$ kann von der Neutronendichte n abhängen, die zu verschiedenen um die Zeitspanne s zurückliegenden Zeitpunkten $t - s$ herrschte:

$$\varrho(t) = \int_0^\infty \mathrm{K}(s)\, n(t-s)\, \mathrm{d}s + \Delta\varrho(t). \tag{29}$$

Eine derartige Rückkopplung kommt vor allem durch den Temperatureffekt zustande (s. 3.244): Bei Erhöhung der Reaktorleistung steigt nach einer gewissen Laufzeit die Reaktortemperatur, worauf sich bei negativem Temperaturkoeffizienten der Reaktivität die Reaktorleistung und somit auch die Neutronendichte erniedrigt. Der allgemeine Kern $\mathrm{K}(s)$ wird dabei mit Hilfe einer zusätzlichen Gleichung ermittelt, welche den Zusammenhang zwischen Reaktortemperatur und Neutronendichte beschreibt. Genauso wird bei einem Reaktor vorgegangen, dessen Brennstoff z. B. in Form eines im Moderator bzw. Kühlmittel gelösten Salzes den gesamten aus Reaktor und Wärmetauscher bestehenden primären Kühlkreislauf durchläuft (circulating fuel reactor). Durch das Glied $\Delta\varrho(t)$ wird schließlich berücksichtigt, daß sich neben der erwähnten Rückkopplung auch durch von außen am Reaktor vorgenommene Veränderungen wie z. B. manuelle Verstellung der Regelstäbe die Reaktivität ändern kann. Setzt man Gl. (29) in Gl. (28) ein, so wird damit das Gleichungssystem nichtlinear. Weil dessen Auflösung beträchtliche Schwierigkeiten bereitet, beschränkt man sich meistens darauf, allgemeine Kriterien für die inhärente Stabilität von Reaktorsystemen abzuleiten. Dies übersteigt jedoch den Rahmen dieses Buches[2]).

3.531 2 Lösung der kinetischen Gleichungen für eine sprungförmige Änderung der Reaktivität

Ein Reaktor befinde sich mit $\varrho = 0$ im stationären Zustand. Zum Zeitpunkt $t = 0$ werde sprungförmig die Reaktivität auf den Wert ϱ geändert und danach konstant gehalten. Geht man mit den partikulären Lösungen

$$n(t) = n_0 \cdot \mathrm{e}^{p \cdot t} \tag{30}$$

$$c_i(t) = c_{i0} \cdot \mathrm{e}^{p \cdot t}$$

in die Gl. (28) ein, so erhält man die charakteristische Gleichung, wobei p im allgemeinen eine komplexe Frequenz ist:

$$\varrho = \tau_g \cdot p + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i \cdot \tau_i \cdot p}{\tau_i \cdot p + 1}. \tag{31}$$

Gl. (31) ist eine algebraische Gleichung siebenten Grades, hat also sieben Wurzeln p. Da diese Wurzeln alle reell sind, wird die charakteristische Gleichung oft in folgender Form geschrieben (vgl. Gl. 596 S. 503):

$$\varrho = \frac{\tau_g}{T} + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i \tau_i}{T + \tau_i}. \tag{32}$$

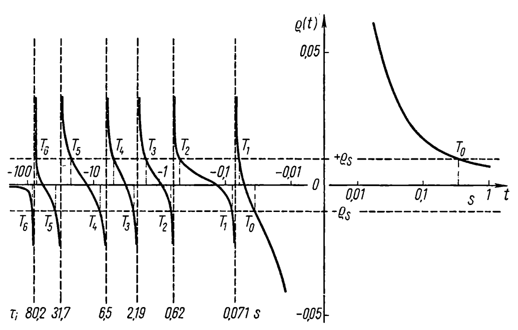
---

[1]) Hierzu s. Reactor Handbook, Bd. 1, Physics, Kap. 1.6, S. 569 bis 596, New York 1955.
[2]) Ergen, W. K., u. Weinberg, A. M., Physica **20** (1954), 413. — Ergen, W. K., J. Appl. Phys. **25** (1954), 702. — Lipkin, H. J., J. Nucl. Energy **1** (1955), 203. — Lipkin, H. J., u. Thieberger, R., Genf. Ber. 1955, S. 364, P/775. — Welton, T. A., Genf. Ber. 1955, S. 377, P/610.

Die vollständige Lösung für den zeitlichen Ablauf der Neutronendichte besteht also aus sieben Summanden in der Form

$$n = n_0 \sum_{j=0}^{6} A_j \, e^{\frac{t}{T_j}}, \tag{33}$$

worin die Zeitkonstanten T_j die Wurzeln der charakteristischen Gl. (32) sind. Eine bequeme Methode, diese Wurzeln zu bestimmen, besteht darin, daß ϱ als Funktion von T angesehen wird. Der Größe T werden kontinuierlich verschiedene Werte gegeben und die Kurve $\varrho(T)$ aufgezeichnet. Für die Werte $T = -\tau_i$ hat die Funktion $\varrho(T)$ Pole, bei denen ϱ das Vorzeichen wechselt. Dazwischen verläuft die Funktion $\varrho(T)$ monoton von $-\infty$ bis $+\infty$, also nimmt sie irgendwo dazwischen jeden vorgeschriebenen Wert an. Die Wurzeln für einen bestimmten vorgeschriebenen Wert ϱ_s liegen einzeln immer zwischen den negativen Werten der Zerfallskonstanten τ_i, so daß $T_{1,2,3,4,5,6} < 0$ wird, T_0 jedoch dasselbe Vorzeichen hat wie ϱ_s. In Fig. **700.1** ist die Funktion $\varrho(T)$ für U^{235} als spaltbares Material dargestellt.



700.1 Ermittlung der Wurzeln T_j der charakteristischen Gl. (32) eines thermischen Reaktors ohne Reflektor. $\tau_g = 10^{-3}$ s

Um die Koeffizienten A_j zu bestimmen, ist man gezwungen, einen Umweg zu machen. Entsprechend Gl. (30) und (33) sind die Konzentrationen

$$c_i = n_0 \sum_{j=0}^{6} B_{ij} \, e^{\frac{t}{T_j}}, \tag{34}$$

worin T_j die obengenannten Wurzeln der charakteristischen Gleichung sind; B_{ij} sind noch unbekannte, zu bestimmende Faktoren, die für unsere Betrachtung der Reaktorkinetik selbst zwar nicht von Interesse sind, jedoch zur Bestimmung der Koeffizienten A_j dienen.

Zum Zeitpunkt $t = 0$ gelten die Anfangsbedingungen

$$\sum_{j=0}^{6} A_j = 1 \quad \text{und} \quad \frac{\mathrm{d}c_i}{\mathrm{d}t} = 0; \tag{35}$$

daraus folgt mit Gl. (34)

$$\sum_{j=0}^{6} \frac{B_{ij}}{T_j} = 0. \tag{36}$$

Aus Gl. (29) für die Bilanz der Spaltprodukte folgt mit Gl. (34)

$$\frac{B_{ij}}{T_j} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\beta_i}{\tau_g} \cdot A_j - \frac{B_{ij}}{\tau_i}$$

oder

$$B_{ij} = \frac{1}{a \tau_g} \cdot \frac{\beta_i \tau_i}{\tau_i + T_j} \cdot T_j \cdot A_j;$$

eingesetzt in Gl. (36) ergibt sich

$$\sum_{j=0}^{6} \frac{A_j}{\tau_i + T_j} = 0 \qquad \text{für jedes } i. \tag{37}$$

Aus Gl. (32) und Gl. (37) ergibt sich außerdem

$$\sum_{j=0}^{6} \frac{A_j}{T_j} = \frac{\varrho}{\tau_g}. \tag{38}$$

Zur Bestimmung der sieben Konstanten A_j benötigt man zwar nur Gl. (35) und Gl. (37); nimmt man jedoch Gl. (38) anstatt der Gl. (37) mit $i = 6$, so wird die Berechnung der A_j bequemer. Diese insgesamt sieben Gleichungen lassen sich in der folgenden Matrix-Gleichung ausdrücken

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & \cdots & 1 \\ \frac{1}{\tau_1 + T_0} & \frac{1}{\tau_1 + T_1} & \cdots & \frac{1}{\tau_1 + T_6} \\ \frac{1}{\tau_2 + T_0} & \frac{1}{\tau_2 + T_1} & \cdots & \frac{1}{\tau_2 + T_6} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{1}{\tau_5 + T_0} & \frac{1}{\tau_5 + T_1} & \cdots & \frac{1}{\tau_5 + T_6} \\ \frac{1}{T_0} & \frac{1}{T_1} & & \frac{1}{T_6} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ \vdots \\ A_5 \\ A_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \frac{\varrho}{\tau_g} \end{pmatrix} \tag{39a}$$

Nach Auflösung der Matrix erhält man für A_j

$$A_j = \frac{\prod_{i=1}^{6} (T_j + \tau_i)}{\prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^{6} (T_j - T_k)}. \tag{39b}$$

701.1 Zeitliches Verhalten der Neutronendichte bei sprungförmiger Änderung der Reaktivität vom Wert $\varrho = 0$ auf den Wert ϱ

Mit diesen Werten erhält man aus Gl. (33) das zeitliche Verhalten eines Reaktors nach einem Reaktivitätssprung ϱ, ausgehend vom stationären Zustand mit $\varrho = 0$ (s. Fig. **701.1**). Eine sprunghafte Änderung der Reaktivität kommt bei einer Reaktorregelung, die durch Regelstabbewegung hervorgerufen wird, allerdings nicht vor, es sei denn, die Reaktivität wird auf andere Weise plötzlich verändert. Als sprunghafte Änderung der Reaktivität kann nur eine solche angesehen werden, bei der die Dauer der Regelstabbewegung sehr kurz ist: Sie muß vernachlässigbar klein sein im Vergleich zu der kleinsten Zeitkonstanten T_j, die bei einem der sieben Summanden der Lösung für die Neutronendichte vorkommt. Wie oben gezeigt wurde, liegen die Wurzeln T_j zwischen den Zerfallszeitkonstanten τ_i, d. h., die Wurzel kleinster Zeitkonstante T_1 liegt zwischen $\tau_1 = 0{,}071$ s und der Lebensdauer τ_g der Neutronen. Mit solch großen Geschwindigkeiten kann der Regelstab aber aus technischen Gründen nicht bewegt werden. Daher wird auf weitere, wesentlich vereinfachte Näherungslösungsmethoden des zeitlichen Ablaufs der Neutronendichte bei sprungförmiger Änderung der Reaktivität nicht eingegangen.

3.531 3 Lösung der kinetischen Gleichungen für eine zeitliche Rampenfunktion der Reaktivität

Die Lösungen des Systems von Differentialgleichungen (28) für eine sich proportional mit der Zeit ändernde Reaktivität ϱ, d. h. für eine „Rampenfunktion" in ϱ, sind für die Regelung eines Reaktors von besonderer Bedeutung. Eine Änderung der Reaktivität nach einer Rampenfunktion wird, wie schon erwähnt, bei unstetiger Geschwindigkeitsregelung, der sog. Dreipunkt-Geschwindigkeitsregelung verwirklicht. Die durch die Lösungen gegebene Zeitfunktion der Neutronendichte bei zeitproportionaler

Änderung von ϱ wäre für die Durchrechnung des gesamten Regelkreises wertvoll, wenn sie durch gangbare einfache Funktionen ausdrückbar wäre und wenn sich der Rechenaufwand zur Ermittlung der Lösungen noch in erträglichen Grenzen hielte. Dies ist leider nicht der Fall. Zweckmäßigerweise löst man das Gleichungssystem deshalb mit Analogie-Rechenmaschinen.

Ohne allzugroßen Rechenaufwand läßt sich nur ein vereinfachtes System analytisch lösen, bei dem die sechs Gruppen verzögerter Neutronen in eine einzige Gruppe (β) mittlerer Halbwertszeit (τ) zusammengefaßt werden, so daß sich die sieben Differentialgleichungen auf zwei reduzieren.

Wird die Rampenfunktion durch $\varrho = \alpha + \gamma \cdot t$ beschrieben, so ergeben sich folgende zwei Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} &= \frac{\alpha - \beta + \gamma \cdot t}{\tau_g} \cdot n + \frac{c}{\tau} + Q \\ \frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}t} &= \frac{\beta}{\tau_g} \cdot n - \frac{c}{\tau}\,. \end{aligned} \tag{40}$$

Da die Lösung der kinetischen Gleichungen für eine Rampenfunktion der Reaktivität besonders im Anfahrbereich eines Reaktors interessiert, wird in die Neutronenbilanz noch eine zusätzliche Neutronenquelle Q mit hereingenommen (s. 3.532 1). Nach Vereinigung der beiden Gleichungen ergibt sich

$$\frac{\mathrm{d}^2 n}{\mathrm{d}t^2} + \left(\frac{\beta - \alpha - \gamma \cdot t}{\tau_g} + \frac{1}{\tau}\right) \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} - \frac{\alpha + \gamma(t + \tau)}{\tau_g \cdot \tau}\, n = \frac{Q}{\tau}\,. \tag{41}$$

Zur Lösung dieser linearen gewöhnlichen Differentialgleichung sind verschiedene Wege vorgeschlagen worden[1]). Weitere Lösungsmethoden sind die folgenden: Zunächst werden die beiden partikulären Lösungen für $Q = 0$ gesucht. Dazu geht man mit dem Ansatz

$$n(t) = y \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}; \qquad x = \sqrt{\frac{1}{\gamma\, \tau_g}} \cdot \left(\alpha + \gamma\, t - \beta + \frac{\tau_g}{\tau}\right) \tag{42}$$

in Gl. (41) ein und führt dadurch die Differentialgleichung (41) in eine Webersche Differentialgleichung über

$$\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2} - x \cdot \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} - \left(\frac{\beta}{\gamma\, \tau} + 1\right) y = 0\,. \tag{43}$$

Diese Gleichung läßt sich zwar geschlossen nicht lösen; jedoch läßt sich mit den bei Forsyth-Jacobsthal[2]) angegebenen Näherungslösungen der Differentialgleichung (43) das zeitliche Verhalten des Reaktors bei zeitproportionaler Änderung der Reaktivität angeben.

Schließlich läßt sich die Differentialgleichung (41) durch den Ansatz

$$n(t) = n_0 \cdot \mathrm{e}^{\int_0^t x\, \mathrm{d}t} \tag{44}$$

mit $Q = 0$ in eine Riccatische Differentialgleichung überführen, deren Eigenschaften auch weitgehend untersucht worden sind[2]).

Nachdem auf eine der obengenannten Arten die beiden partikulären Lösungen $n_1(t)$ und $n_2(t)$ der Differentialgleichung (41) mit $Q = 0$ gefunden sind, ist für die Lösung

---

[1]) Wallach, S., unveröffentlichte Mitteilung s. [8].

[2]) Forsyth-Jacobsthal, Lehrbuch der Differentialgleichungen 2. Aufl., S. 212, Braunschweig 1912 und Berlin 1910 bis 1929.

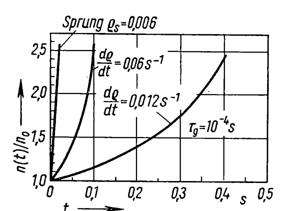
$Q \neq 0$ eine Variation der Konstanten durchzuführen:

$$n(t) = C_1(t) \cdot n_1(t) + C_2(t) \cdot n_2(t). \tag{45}$$

Eine Gleichung für C_1 und C_2 wird durch die Forderung gewonnen, daß der Ausdruck Gl. (45) der Differentialgleichung (41) genügen muß. Weil jedoch beide Funktionen C_1 und C_2 zu bestimmen sind, ist noch ein Freiheitsgrad übrig, über den man verfügen kann. Eine zweite Gleichung kann deshalb frei gewählt werden:

$$n_1(t) \cdot \frac{dC_1}{dt} + n_2(t) \cdot \frac{dC_2}{dt} \equiv 0. \tag{46}$$

Der Vorteil dieser Gl. (46) wird ersichtlich, wenn man Gl. (45) in Gl. (41) einsetzt. Daraus ergeben sich die Funktionen C_1 und C_2, und zusammen mit den partikulären Lösungen $n_1(t)$ und $n_2(t)$ ergibt sich nach Gl. (45) das zeitliche Verhalten der Neutronendichte bei zeitproportionaler Änderung der Reaktivität.



703.1 Zeitliches Verhalten der Neutronendichte nach Gl. (48) bei zeitproportionalem Anstieg der Reaktivität

Die obigen Ausführungen zeigen, daß der Rechenaufwand zur Lösung der Differentialgleichungen (28) für eine Rampenfunktion der Reaktivität sogar nach starker Vereinfachung noch groß ist. Daher werden noch radikalere Vereinfachungen getroffen, die nur noch den Charakter der Neutronendichteänderung bei einer Änderung der Reaktivität nach einer Rampenfunktion wiedergeben sollen. Die verzögerten Neutronen werden dabei als eine konstante Quelle angesehen, so daß nur eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung übrigbleibt. Ferner wird angenommen, daß sich der Reaktor am Anfang der Betrachtung in einem Gleichgewichtszustand $\varrho \leqq 0$ befand, die Reaktivität also mit $\varrho = \alpha + \gamma \cdot t$ linear mit der Zeit wächst. Wegen der Anfangsbedingungen

$$n(0) = n_0 \quad \text{und} \quad \frac{dn}{dt} = 0 \quad \text{für} \quad t = 0$$

lautet die vereinfachte Differentialgleichung (28) dann

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\alpha + \gamma \cdot t - \beta}{\tau_g} \cdot n + \frac{\beta}{\tau_g} \cdot n_0 + Q, \tag{47}$$

und die Lösung

$$n(t) = n_0 \cdot \exp\left\{\frac{\gamma t^2 + 2(\alpha - \beta)\,t}{2\tau_g}\right\} \cdot \left[1 + \left(\frac{\beta}{\tau_g} + \frac{Q}{n_0}\right) \cdot \int_0^t \exp\left\{-\frac{\gamma t^2 + 2(\alpha - \beta)\,t}{2\tau_g}\right\} dt\right] \tag{48}$$

beschreibt nur den anfänglichen Anstieg oder Abfall der Neutronendichte (s. Fig. **703.1**) für ein kleines Zeitintervall nach Beginn der Reaktivitätsänderung, weil sich während längerer Dauer die Veränderungen der Konzentrationen der verzögerte Neutronen abgebenden Spaltprodukte auswirken. Der Ausdruck Gl. (48) ist besonders wichtig für das Anfahren eines Reaktors, um durch eine Vorausberechnung zu schnelle Erhöhungen der Neutronendichte oder sogar Unfälle vermeiden zu können.

Vollständigkeitshalber soll hier erwähnt werden, daß das Gleichungssystem (28) sich in einer einzigen Gleichung vereinigen läßt:

$$\tau_g \cdot \frac{dn}{dt} = \varrho \cdot n - \sum_i \beta_i \cdot e^{-\frac{t}{\tau_i}} \int_0^t e^{\frac{\zeta}{\tau_i}} \cdot \frac{dn}{d\zeta} \cdot d\zeta + \tau_g \cdot Q. \tag{49}$$

Diese Gleichung gilt für beliebige Zeitfunktionen der Reaktivität ϱ, also auch für die Rampenfunktion; allerdings muß die Anfangsbedingung $dc_i/dt = 0$ für alle i erfüllt sein. Die iterative Lösung dieser Gleichung ist jedoch sehr mühsam.

3.531 4 Lösung der kinetischen Gleichungen für sinusförmige Änderung der Reaktivität

Um das zeitliche Verhalten eines Reaktors zu untersuchen und mit der in der Regeltechnik üblichen Methode (s. 3.522) beschreiben zu können, wurde der Frequenzgang eines Reaktors schon experimentell aufgenommen[1]). Es läßt sich zwar das Zeitverhalten nur bei solchen Systemen durch einen Frequenzgang beschreiben, bei denen die Differentialgleichungen linear und die darin vorkommenden Koeffizienten konstant sind. Die kinetischen Differentialgleichungen des Reaktors sind zwar linear, jedoch stellt das Glied $n(\varrho - \beta)/\tau_g$ einen nichtkonstanten Koeffizienten dar. Um trotzdem den Frequenzgang eines Reaktors zu erhalten, läßt man die Reaktivität ϱ mit solch kleinen Amplituden sinusförmig um $\varrho = 0$ schwingen, daß alle durch das Produkt $\varrho \cdot n$ entstehenden Oberwellen vernachlässigt werden können. Für diesen Grenzfall kann ein Frequenzgang des Reaktors gewonnen werden.

Auf Grund der Annahme sinusförmiger Schwingungen von ϱ läßt sich schreiben:

$$n = n_0 + \delta n \qquad (50)$$
$$c_i = c_{i0} + \delta c_i,$$

wobei n_0 und c_{i0} die Ausgangswerte der Neutronendichte und der Spaltproduktkonzentrationen bei $\varrho = 0$ bedeuten. Die Größen δn und δc_i sind kleine, sinusförmige Änderungen der betreffenden Größen mit der Grundfrequenz, mit der auch die Reaktivität verändert wird. Eingesetzt in das System der Differentialgleichungen (28) ergibt sich:

$$\frac{\mathrm{d}(\delta n)}{\mathrm{d}t} = \frac{\varrho - \beta}{\tau_g} n_0 - \frac{\beta}{\tau_g}\delta n + a \sum_{i=1}^{6} \frac{c_{i0}}{\tau_i} + a \sum_{i=1}^{6} \frac{\delta c_i}{\tau_i},$$
$$\frac{\mathrm{d}(\delta c_i)}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\beta_i}{\tau_g} \cdot n_0 + \frac{1}{a}\frac{\beta_i}{\tau_g}\delta n - \frac{c_{i0}}{\tau_i} - \frac{\delta c_i}{\tau_i}; \qquad (51\,\mathrm{a})$$

dabei ist $\varrho \cdot \delta n$ ein kleines Glied zweiter Ordnung und wurde vernachlässigt. Wird berücksichtigt, daß im Gleichgewichtszustand

$$\frac{\beta_i}{\tau_g} n_0 = a \frac{c_{i0}}{\tau_i} \qquad i = 1, 2 \ldots 6$$

ist, so ergibt sich folgendes System von Gleichungen, wenn diese in Frequenzschreibweise geschrieben werden:

$$\delta n = b \cdot \mathrm{e}^{pt}; \quad \frac{\mathrm{d}(\delta n)}{\mathrm{d}t} = p \cdot \delta n,$$

also

$$p\,\delta n = \frac{\varrho}{\tau_g} n_0 - \frac{\beta}{\tau_g}\delta n + a \sum_{i=1}^{6} \frac{\delta c_i}{\tau_i} \qquad (51\,\mathrm{b})$$
$$p\,\delta c_i = \frac{1}{a}\frac{\beta_i}{\tau_g}\delta n - \frac{\delta c_i}{\tau_i} \qquad \text{für } i = 1; 2 \ldots 6.$$

Die Lösung des Systems der Gleichungen [Gl. (51 b)] liefert den auf den Normalwert n_0 der Neutronendichte bezogenen Frequenzgang des thermischen Reaktors ohne Reflektor

$$\frac{1}{n_0} \cdot \frac{\delta n}{\varrho} = \frac{1}{\tau_g p \left[1 + \frac{1}{\tau_g} \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i \tau_i}{\tau_i p + 1}\right]}. \qquad (52)$$

Wie man aus Gl. (52) ersieht, ist der auf die Neutronendichte n_0 bezogene Frequenzgang nur von der Neutronenlebensdauer τ_g und von der als Brennstoff verwendeten spalt-

---

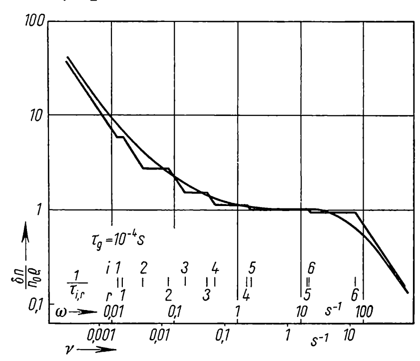
[1]) Harrer, J. M., Boyer, R. E., Krucoff, D., Transfer Function of Argonne CP-2 Reactor, Nucleonics **10**, Nr. 8 (1952), 32.

baren Substanz, also von den Größen β_i und τ_i abhängig. Der Ausdruck Gl. (52) kann wie folgt umgeformt werden [vgl. Gl. (21)]:

$$\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p) = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\delta n}{\varrho} = \frac{\prod_{i=1}^{6} (\tau_i p + 1)}{c \tau_g p \prod_{r=1}^{6} (\tau_r p + 1)} \; ; \tag{53}$$

dabei ist c eine Konstante, die von der Art der gespaltenen Kerne abhängt. Es ist $c = 1 + 1/\tau_g \cdot \sum_i \beta_i \tau_i$. Wie man leicht sieht, ist dann $c \cdot \tau_g$ das arithmetische Mittel der Lebensdauer von prompten und verzögerten Neutronen. Da für den Frequenzgang $p = \mathrm{j}\,\omega$ zu setzen ist, sind die Faktoren im Zähler und Nenner komplexe Größen, der Betrag des Frequenzganges ist also durch den Betrag des Ausdrucks Gl. (53) gegeben.

Oft genügt jedoch eine angenäherte Darstellung des Betrages des Frequenzganges, um eine Übersicht über seinen Verlauf zu gewinnen. Dazu wird Gl. (53) doppelt-logarithmisch dargestellt:



705.1 Angenäherte Darstellung des Frequenzganges eines Reaktors durch einen Polygonzug

$$\lg \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\delta n}{\varrho} = \lg \frac{\prod (\tau_i \cdot p + 1)}{c \tau_g p \prod (\tau_r p + 1)} = -\lg c \tau_g p + \sum_i \lg(\tau_i p + 1) - \sum_r \lg(\tau_r p + 1). \tag{54}$$

Da sich in Gl. (53) bei zunehmendem p Pole und Wurzeln gegenseitig ablösen, kann mittels der doppelt-logarithmischen Darstellung Gl. (54) der Ausdruck Gl. (53) schrittweise asymptotisch für $p \to 0$ und $p \to \infty$ dargestellt werden. Weil für $p \to 0$ und für $p \to \infty$ Zähler und Nenner von Gl. (53) rein reell bzw. rein imaginär werden, wird auf diese Weise das asymptotische Verhalten des Betrages des Frequenzganges ermittelt. Aus dem asymptotischen Verhalten der einzelnen Summanden in Gl. (54) für $p \to 0$ und $p \to \infty$ folgt:

$$\left|\lg \frac{\delta n}{n_0 \varrho}\right| \cong \lg \frac{1}{c \tau_g} - \lg p \qquad \text{für: } 0 < p \leqq \frac{1}{\tau_{i,1}}$$

$$\left|\lg \frac{\delta n}{n_0 \varrho}\right| \cong \lg \frac{1}{c \tau_g} - \lg \frac{1}{\tau_{i,1}} \qquad \text{für: } \frac{1}{\tau_{i,1}} < p \leqq \frac{1}{\tau_{r,1}} \tag{55}$$

$$\left|\lg \frac{\delta n}{n_0 \varrho}\right| \cong \lg \frac{1}{c \tau_g} - \lg \frac{1}{\tau_{i,1}} + \lg \frac{1}{\tau_{r,1}} - \lg p \qquad \text{für: } \frac{1}{\tau_{r,1}} < p \leqq \frac{1}{\tau_{i,2}}$$

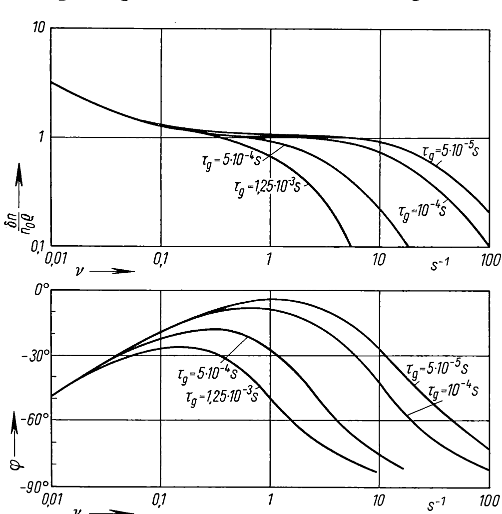
und so weiter bis

$$\left|\lg \frac{\delta n}{n_0 \varrho}\right| \cong \lg \frac{1}{c \tau_g} - \sum_i \lg \frac{1}{\tau_i} + \sum_r \lg \frac{1}{\tau_r} - \lg p \qquad \text{für: } \frac{1}{\tau_{r,6}} < p.$$

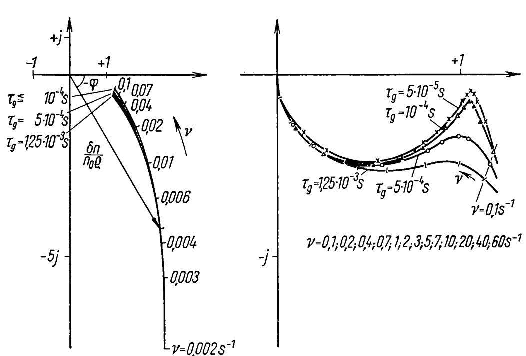
Auf diese Weise erhält man einen treppenartigen Polygonzug, der als erste Näherung für die Darstellung des relativen Betrages des Frequenzganges dienen kann (s. Fig. **705.1**).

Die Phasenverschiebung zwischen Störgröße (Reaktivität) und Regelgröße (Neutronendichte) ergibt sich ebenfalls aus Gl. (53), kann aber auch aus dem Verlauf des Betrages des Frequenzganges mittels der Cauchy-Riemannschen Differentialgleichung für die Beziehung zwischen Real- und Imaginärteil einer Funktion komplexen Arguments

bestimmt werden. In Fig. **706.1** sind der Betrag des Frequenzganges und die Phasenverschiebung in doppelt-logarithmischer Darstellung aufgetragen für Reaktoren mit U^{235}-Spaltung bei verschiedenen Neutronengenerationszeiten τ_g. Dieselben Frequenzgänge sind in Fig. **706.2** auf die in Abschn. 3.522 besprochene Weise in der komplexen Ebene dargestellt.



706.1 Frequenzgang eines thermischen Reaktors ohne Reflektor in doppelt logarithmischer Darstellung



706.2 Frequenzgang eines thermischen Reaktors ohne Reflektor bei Darstellung in der komplexen Ebene

An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß der auf den Wert n_0 bezogene Frequenzgang eines Reaktors [Gl. (52)] sich als von n_0 unabhängig erwies. Es folgt daraus, daß bei einem Soll-Istwert-Vergleich mit gleichem relativem Fehler für verschieden eingestellte Niveaus, aber gleichen relativen Störungen des Niveaus — oder gleichen absoluten Störungen der Reaktivität — sich das zeitliche Verhalten des Reaktors nur um einen dem Niveau proportionalen Faktor unterscheidet.

3.531 5 Einfluß des Temperaturkoeffizienten auf das zeitliche Verhalten eines Reaktors

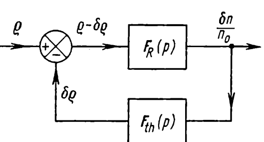
Es wurde schon in Abschn. 3.244 besprochen, wie der Temperaturkoeffizient der Reaktivität eines Reaktors zustande kommt und aus welchen Komponenten er sich zusammensetzt. Weiter wurde erwähnt, daß der Temperaturkoeffizient der Reaktivität die Nichtlinearität eines Reaktors dadurch verursacht, daß nun in Gl. (28) die Reaktivität auch eine Funktion der Neutronendichte wird.

In regeltechnischer Darstellungsweise kann, wie unten gezeigt wird, ein negativer Temperaturkoeffizient in seiner Wirkung auf einen Reaktor als Regelstrecke wie eine Rückführung eines Reaktors ohne jeden Temperaturkoeffizienten behandelt werden (Fig. **707.1**). Dabei soll wieder von jeglicher Ortsabhängigkeit der in die Betrachtung einbezogenen physikalischen Größen abgesehen werden. In diesem Abschnitt sollen außerdem nur die durch innere thermische Vorgänge im Reaktor hervorgerufenen

Temperatureinflüsse berücksichtigt werden; die durch äußere thermische Eingriffe, wie z. B. Veränderungen von Temperatur und Durchflußmenge des Kühlmittels verursachten Einflüsse auf den Reaktor werden in Abschn. 3.531 6 berücksichtigt. Dabei wird angenommen, daß die Wärmeleistung eines heterogenen Reaktors von den Brennelementen vollständig an den Moderator abgegeben wird, der seinerseits die Wärme an einen Wärmespeicher konstanter Temperatur leitet. Diese Annahme gilt etwa für einen Druckwasserreaktor, dessen Moderator gleichzeitig das Kühlmittel darstellt und in dessen Wärmetauscher von der Reaktorleistung unabhängige Temperaturverhältnisse herrschen.

Da der Frequenzgang des Reaktors ohne Temperaturkoeffizient $\mathsf{F}_\mathrm{R}(p)$ bekannt ist (3.531 4), gilt es, den Frequenzgang des Rückführgliedes $\mathsf{F}_\mathrm{th}(p)$ zu finden, um nach den in Abschn. 3.521 angegebenen Methoden den Frequenzgang des gesamten Kreises $\mathsf{F}_\mathrm{R\,th}(p)$ ermitteln zu können. Wie in Abschn. 3.244 gezeigt wurde, hängt bei einem heterogenen Reaktor die Reaktivität zwar von den Temperaturen der verschiedenen Reaktorkomponenten, jedoch am stärksten von der Moderatortemperatur ab. Werden wieder alle Größen als Abweichungen von einem bestimmten stationären Grundzustand (Temperaturwerte Θ) aufgefaßt, so wird, wenn α den Temperaturkoeffizienten der Reaktivität bedeutet, durch eine kleine Temperaturänderung $\delta\vartheta_1$ im Moderator annähernd die Reaktivitätsänderung

$$\delta\varrho = \alpha \cdot \delta\vartheta_1 \tag{56}$$



707.1 Temperaturkoeffizient eines Reaktors als Rückführung einer Regelstrecke

hervorgerufen. Da im Vergleicher des schematischen Blockabschaltbildes (Fig. **707.1**) anstatt der Summe die Differenz $\varrho - \delta\varrho$ gebildet und in den Reaktor mit bekanntem Frequenzgang eingeleitet wird, bedeutet $\alpha > 0$ also einen negativen Temperaturkoeffizienten. Die exakte mathematische Berechnung der Zeitfunktion des Wärmetransports vom Brennstoff zum Moderator und der räumlichen Verteilung der Temperatur würde in diesem Rahmen zu weit führen. Wir beschränken uns deshalb auf sehr vereinfachte Näherungsbetrachtungen. Im stationären Zustand sei der Reaktor gekennzeichnet durch

Reaktivität $\varrho = 0$; Neutronendichte $n_0 = \mathrm{const}$; gesamte Wärmeleistung $\mathcal{N}_{\mathrm{th},0} = A \cdot n_0$; Temperatur des Brennelements $\vartheta_0 = \Theta_0 = \mathrm{const}$, Temperatur des Moderators $\vartheta_1 = \Theta_1 = \mathrm{const}$, Temperatur des Wärmespeichers $\vartheta_2 = \Theta_2 = \mathrm{const}$.

Sind $\alpha_{w,0}$ und F_0 die Wärmeübergangszahl bzw. die Übergangsfläche des Wärmeübergangs vom Brennelement zum Moderator und $\alpha_{w,1}$ und F_1 die Wärmeübergangszahl bzw. die Übergangsfläche des Wärmeübergangs vom Moderator an den Speicher konstanter Temperatur, so ist die Wärmebilanz im stationären Zustand

$$n_0 A = \alpha_{w,0} F_0 (\Theta_0 - \Theta_1) = \alpha_{w,1} F_1 (\Theta_1 - \Theta_2). \tag{57}$$

Nun werde die Neutronendichte n_0 mit kleinen sinusförmigen Schwingungen δn der Frequenz p mit der reellen Amplitude b_n moduliert:

$$n(t) = n_0 + \delta n = n_0 + b_n \cdot \mathrm{e}^{pt}.$$

Dann ist

$$\vartheta_0 = \Theta_0 + \delta\vartheta_0 = \Theta_0 + b_0 \cdot \mathrm{e}^{pt},$$

und

$$\vartheta_1 = \Theta_1 + \delta\vartheta_1 = \Theta_1 + b_1 \cdot \mathrm{e}^{pt},$$

$$\vartheta_2 = \Theta_2 = \mathrm{const}.$$

Dabei sind b_0 und b_1 komplexe Funktionen der Frequenz p und drücken die Amplitude und Phasenlage der betreffenden Temperatur in bezug auf die oszillierende Neutronendichte aus.

Im dynamischen Zustand ist die Wärmebilanz gegeben durch

$$(n_0 + \delta n)\,A = \alpha_{w,0} F_0 (\Theta_0 - \Theta_1 + \delta\vartheta_0 - \delta\vartheta_1) = \alpha_{w,1} F_1 (\Theta_1 - \Theta_2 + \delta\vartheta_1) + c_1 M_1 \frac{d\vartheta_1}{dt}, \tag{58}$$

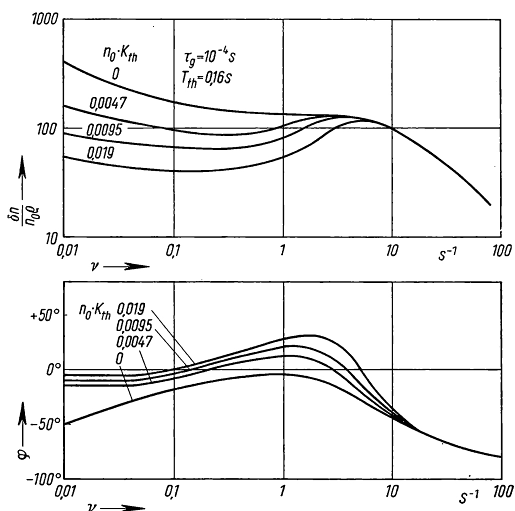
wobei c_1 die spezifische Wärme und M_1 die Masse des Moderators ist; die Wärmekapazität der Brennelemente wird vernachlässigt.

Subtrahiert man Gl. (57) von Gleichung (58), so erhält man

$$\delta n\, A = \alpha_{w,0} F_0 (\delta\vartheta_0 - \delta\vartheta_1) = \alpha_{w,1} F_1 \delta\vartheta_1 + c_1 M \frac{d\vartheta_1}{dt}.$$

Weil $d\vartheta_1/dt = p \cdot \delta\vartheta_1$ ist, wird

$$\delta n\, A = \alpha_{w,0} F_0 (\delta\vartheta_0 - \delta\vartheta_1) = \delta\vartheta_1 (\alpha_{w,1} F_1 + c_1 M_1 p). \tag{59}$$



708.1 Frequenzgang eines thermischen Reaktors ohne Reflektor mit negativem Temperaturkoeffizienten der Reaktivität

Mit dem Ansatz des Temperaturkoeffizienten Gl. (56) folgt hieraus der Frequenzgang des Rückführgliedes

$$\frac{\delta\varrho}{\delta n} = \frac{\dfrac{A \cdot \alpha}{\alpha_{w,1} F_1}}{1 + \dfrac{c_1 M_1}{\alpha_{w,1} F_1}\, p}.$$

Der Faktor im Zähler wird zu einer Konstanten zusammengefaßt, welche die Dimension einer reziproken Neutronendichte hat:

$$\frac{A \cdot \alpha}{\alpha_{w,1} F_1} = K_{th},$$

während der Faktor im Nenner die Dimension einer Zeit hat und die Zeitkonstante des Wärmeübergangs darstellt:

$$\frac{c_1 M_1}{\alpha_{w,1} F_1} = T_{th}.$$

Schließlich wird der Frequenzgang noch auf die Neutronendichte n_0 im stationären Zustand bezogen, so daß die relative Ausgangsgröße des Reaktors $\delta n/n_0$ die Eingangsgröße des Rückführgliedes wird und die Ausgangsgröße des Rückführgliedes $\delta\varrho$ im Vergleicher von der eingeführten Reaktivität ϱ subtrahiert werden kann. Damit ist der relative Frequenzgang des Rückführgliedes

$$\mathsf{F}_{th}(p) = \frac{n_0 \delta\varrho}{\delta n} = \frac{n_0 K_{th}}{T_{th} \cdot p + 1}. \tag{60}$$

Zusammen mit dem relativen Frequenzgang des Reaktors, s. Gl. (53),

$$\mathsf{F}_R(p) = \frac{\delta n}{n_0 \varrho},$$

wird der Frequenzgang der rückgeführten Regelstrecke, d. h. des Reaktors mit negativem Temperaturkoeffizienten der Reaktivität (vgl. 3.521)

$$\mathsf{F}_{R\,th}(p) = \frac{\delta n}{n_0 \varrho} = \frac{\mathsf{F}_R(p)}{1 + \mathsf{F}_R(p) \cdot \mathsf{F}_{th}(p)} = \frac{\mathsf{F}_R(p)}{1 + \dfrac{n_0 K_{th} \cdot \mathsf{F}_R(p)}{T_{th} \cdot p + 1}}. \tag{61}$$

In Fig. **708.1** sind die relativen Beträge des Frequenzganges und die Phasenwinkel doppelt-logarithmisch gegen die Frequenz aufgetragen bei $\tau_g = 10^{-4}$ s, $T_{\text{th}} = 0{,}16$ s und verschiedenen positiven Werten $n_0 \cdot K_{\text{th}}$, d. h. bei negativen Temperaturkoeffizienten.

Der Vergleich des Frequenzganges eines Reaktors ohne negativen Temperaturkoeffizienten, Gl. (53), mit dem Frequenzgang eines Reaktors mit negativem Temperaturkoeffizienten, Gl. (61), läßt trotz der in beiden Ableitungen vorgenommenen starken Vereinfachungen außerordentlich wichtige Schlüsse auf das zeitliche Verhalten eines Reaktors als Regelstrecke zu.

Betrachtet man die Frequenzgänge Gl. (53) und (61) für sehr langsame Änderungen der Reaktivität, d. h. für $p \to 0$, so wird bei einem Reaktor ohne negativem Temperaturkoeffizienten das Verhältnis der relativen Änderung der Neutronendichte $\delta n/n_0$ zur Änderung der Reaktivität ϱ

$$\lim_{p \to 0} \frac{\delta n}{n_0 \varrho} = \lim_{p \to 0} \mathsf{F}_{\text{R}}(p) = \infty,$$

d. h. die Neutronendichte würde bei der geringsten Überschußreaktivität über alle Maßen anwachsen. Anders bei einem Reaktor mit negativem Temperaturkoeffizienten, wo

$$\lim_{p \to 0} \frac{\delta n}{n_0 \varrho} = \lim_{p \to 0} \mathsf{F}_{\text{R th}}(p) = \frac{1}{n_0 K_{\text{th}}} \tag{62}$$

wird, wobei K_{th} bei den nur in Betracht gezogenen „inneren thermischen Vorgängen" eine durch die Parameter des Reaktors gegebene Konstante ist. Die Neutronendichte und damit die Leistung steigen nun bei einer Reaktivitätsänderung nur um einen endlichen Betrag

$$\lim_{p \to 0} \delta n = \frac{\varrho}{K_{\text{th}}} \tag{63}$$

an und bleiben dann konstant, vorausgesetzt, daß der Übergang stabil ist und der Reaktor nicht in ungedämpfte Schwingungen um den neuen Wert $n = n_0 + \delta n$ gerät. Bemerkenswert ist, daß dabei die absolute Änderung der Neutronendichte δn unabhängig vom Wert n_0 der Neutronendichte im vorausgegangenen stationären Zustand ist. D. h. bei kleinen Leistungen erhöht sich die Leistung des Reaktors bei einer gewissen Reaktivitätsänderung ebenso stark wie bei großen Leistungen. Dieser Umstand muß besonders beim Anfahren des Reaktors oder beim Betrieb mit sehr kleiner Teillast beachtet werden, um unvorhergesehene Leistungsausbrüche zu vermeiden.

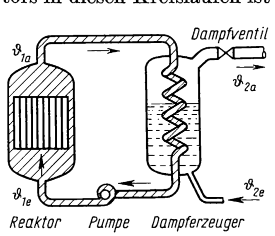
Wie man aus Gl. (61) und Fig. **708.1** für verschiedene Parameterwerte $n_0 \cdot K_{\text{th}}$ erkennt, hat ein Reaktor mit negativem Temperaturkoeffizienten im Bereich solch langsamer Reaktivitätsänderungen, wie man sie bei der Regelung im allgemeinen einführt, bei verschiedenen Leistungen $\mathcal{N} \sim n_0$ verschiedene Frequenzgänge. Das hat zur Folge, daß man solch einen Reaktor im allgemeinen nur über einen Leistungsbereich von wenig mehr als einer Zehnerpotenz mit einem einzigen linearen Regler optimal regeln kann. Falls die Forderung gestellt wird, den Reaktor über viele Zehnerpotenzen optimal zu regeln, muß der Regler durch Umschalten an den veränderten Frequenzgang des Reaktors angepaßt oder ein geeigneter nichtlinearer Regler verwendet werden.

3.531 6 Zeitliches Verhalten eines Reaktors bei äußerer Beeinflussung des Wärmekreislaufs

In den Ausführungen des Abschnitts 3.531 5 wurde unter stark vereinfachenden Annahmen das zeitliche Verhalten der Neutronendichte eines Reaktors mit negativem Temperaturkoeffizienten in einem unbeeinflußten Wärmekreislauf betrachtet, wenn

die Reaktivität willkürlich verändert wird. Damit ist im allgemeinen das zeitliche Verhalten der Regelstrecke für den Regelkreis eines Forschungsreaktors ausreichend beschrieben.

Ganz andere Zusammenhänge, als die etwa in Gl. (61) ausgedrückten, interessieren zur Beschreibung des Reaktors als Regelstrecke im Regelkreis eines Leistungsreaktors. Während an Forschungsreaktoren Eingriffe in den Zustand des Reaktors meist durch von außen eingebrachte Veränderungen der Reaktivität erfolgen, wird der Zustand eines Leistungsreaktors vorwiegend durch Zustandsänderungen in seinen Wärmekreisläufen beeinflußt. Eine vollständige Beschreibung des zeitlichen Verhaltens des Reaktors in diesen Kreisläufen ist auch durch Analogie-Rechenmaschinen nur mit gewissen Vernachlässigungen durchführbar. Es lassen sich aber schon an Hand eines sehr vereinfachten Beispiels (Fig. **710.**1) einige für die selbsttätige Regelung eines Leistungsreaktors außerordentlich wichtige grundsätzliche Eigenschaften eines solchen Systems aufzeigen[1]).



710.1 Primärkreislauf eines Druckwasserreaktors mit Sattdampferzeuger

Wie in Abschnitt 3.531 5 betrachten wir einen Druckwasserreaktor, dessen Kühlkreislauf über einen Wärmetauscher geschlossen ist. In diesem Wärmetauscher wird die Wärmeleistung an ein sekundäres Kühlmittel abgegeben, das in den Wärmetauscher mit konstanter, von der Wärmeleistung unabhängiger Temperatur eintritt, dort verdampft wird und als Sattdampf, dessen Austrittstemperatur mittels Veränderung der Durchflußmenge am Dampfventil willkürlich verändert werden kann, in die Wärmekraftmaschine geleitet wird. Von Zeitverzögerungen durch Totzeiten, Wärmekapazitäten und Wärmeverlusten in den Zu- und Ableitungen des Wärmetauschers wird abgesehen. Die verwendeten Symbole sollen folgende Bedeutung haben:

ϑ_{1e} Temperatur des Moderators beim Eintritt in den Reaktor,

ϑ_{1a} Temperatur des Moderators beim Austritt aus dem Reaktor,

ϑ_{2e} Temperatur des sekundären Kühlmittels beim Eintritt in den Wärmetauscher,

ϑ_{2a} Sattdampftemperatur am Austritt aus dem Wärmetauscher,

c_1 Spezifische Wärme des Moderators,

$\dot{G}_1$ Durchflußmenge (Stromstärke) im Primärkreislauf,

M Masse des im Primärkreislauf befindlichen Moderators, M_1 im Reaktor, M_2 im Wärmetauscher,

$\alpha_{w,2}$ und F_2 Wärmeübergangszahl bzw. Fläche des Wärmeübergangs vom Moderator an das sekundäre Kühlmittel im Wärmetauscher,

α Temperaturkoeffizient der Reaktivität des Reaktors, wobei wie oben $\alpha < 0$ einen positiven Temperaturkoeffizienten bedeutet,

$\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p)$ Frequenzgang des Reaktors ohne Temperaturkoeffizient (s. Gl. 53),

$\mathcal{N}_{\mathrm{th},0}$ Wärmeleistung des Reaktors im stationären Zustand,

$\delta\mathcal{N}_{\mathrm{th}}$ Veränderung der Wärmeleistung des Reaktors, hervorgerufen durch $\delta\vartheta_{2a}$,

$\delta\vartheta_{2a}$ vorgegebene, willkürliche Änderung der Sattdampftemperatur.

Nimmt man an, daß die im Wärmetauscher übertragene Wärmeleistung proportional der Differenz zwischen der mittleren Moderatortemperatur und der mittleren Temperatur des sekundären Kühlmittels ist, wobei die mittlere Temperatur des sekundären Kühlmittels unter Vernachlässigung der zur Aufwärmung von ϑ_{2e} auf ϑ_{2a} benötigten Wärmemenge der Verdampfungs- oder Sattdampftemperatur ϑ_{2a} gleichge-

[1]) Little, D., Schultz, M. A. (discussion remarks), Brit. J. Appl. Phys. 1956, Suppl. Nr. 5, S. 83.

setzt wird, so ist die Wärmebilanz im Reaktor und im Wärmetauscher gegeben durch:

im Reaktor
$$\mathcal{N}_{\text{th}0} + \delta\,\mathcal{N}_{\text{th}} = c_1\,\dot{G}_1(\vartheta_{1a} - \vartheta_{1e}) + c_1\,M_1\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\vartheta_{1a}+\vartheta_{1e}}{2}\right),$$
im Wärmetauscher
$$c_1\,\dot{G}_1(\vartheta_{1a} - \vartheta_{1e}) = \alpha_{w,2}\,F_2\left(\frac{\vartheta_{1a}+\vartheta_{1e}}{2} - \vartheta_{2a}\right) + c_1\,M_2\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\vartheta_{1a}+\vartheta_{1e}}{2}\right). \tag{64}$$

Da wir von Wärmekapazitäten und Totzeiten in den Leitungen absehen, ist im Primärkreislauf die Austrittstemperatur des Kühlmittels am Reaktor gleich der Eintrittstemperatur am Wärmetauscher und ebenso im Rücklauf. Nimmt man weiter an, daß die durch eine Temperaturänderung hervorgerufene Änderung der Reaktivität der Änderung der mittleren Moderatortemperatur proportional ist, so läßt sich aus der Wärmebilanz des Systems Gl. (64), der Definition des Temperaturkoeffizienten Gl. (56) und des Frequenzganges Gl. (53) die Veränderung der mittleren Moderatortemperatur $\delta(\vartheta_{1a} + \vartheta_{1e})/2$ unter dem Einfluß der willkürlich mit der Frequenz p veränderten Kühlmittelaustrittstemperatur $\delta\,\vartheta_{2a}$ berechnen:
$$\delta\left(\frac{\vartheta_{1a}+\vartheta_{1e}}{2}\right) = \frac{1}{\dfrac{\mathcal{N}_{\text{th},0}\,\alpha}{\alpha_{w,2}\,F_2}\,\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p) + \dfrac{c_1\,M}{\alpha_{w,2}\,F_2}\cdot p + 1}\cdot\delta\vartheta_{2a}. \tag{65}$$

Soll die Leistung der angeschlossenen Wärmekraftmaschine verändert werden, so wird die Stellung des Dampfventils verändert und damit auch der Dampfdruck und die ihm entsprechende Sattdampftemperatur. Führt man eine solche Änderung $\delta\,\vartheta_{2a}$ der Sattdampftemperatur durch, so bleibt die mittlere Moderatortemperatur unverändert
$$\lim_{p\to 0}\delta\left(\frac{\vartheta_{1a}+\vartheta_{1e}}{2}\right) = 0, \tag{66}$$
weil
$$\lim_{p\to 0}\,\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p) = \infty,$$
[s. Gl. (53)], wobei die Bedingung $p \to 0$ die Voraussetzung einschließt, daß sich nach der Änderung $\delta\vartheta_{2a}$ wieder ein stationärer Zustand einstellt. Das hängt davon ab, ob der Frequenzgang des Systems gewisse Stabilitätsbedingungen erfüllt. Der Frequenzgang des betrachteten Systems ist das Verhältnis zwischen der relativen Veränderung der Ausgangsgröße, hier der relativen Leistungsänderung des Reaktors $\delta\mathcal{N}_{\text{th}}/\mathcal{N}_{\text{th},0}$, und der willkürlich mit der Frequenz p vorgegebenen Veränderung der Eingangsgröße, nämlich der Sattdampftemperatur $\delta\vartheta_{2a}$. Aus der Wärmebilanz des Systems Gl. (64) und Gl. (65) läßt sich ableiten
$$\frac{\delta\,\mathcal{N}_{\text{th}}}{\mathcal{N}_{\text{th},0}\cdot\delta\vartheta_{2a}} = \frac{-\alpha\cdot\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p)}{\dfrac{\mathcal{N}_{\text{th},0}\,\alpha}{\alpha_{w,2}\,F_2}\,\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p) + \dfrac{c_1\,M}{\alpha_{w,2}\,F_2}\,p + 1}. \tag{67}$$

Um die Stabilität des Systems zu überprüfen, wenden wir auf die aus Gl. (67) folgende charakteristische Gleichung das sog. „erste Hurwitz-Kriterium" an, dessen Erfüllung eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für die Stabilität des Systems darstellt (s. 3.523): Eine für die Stabilität notwendige Bedingung ist, daß die Koeffizienten der charakteristischen Gleichung sämtlich ungleich Null sein und gleiches Vorzeichen haben müssen.

Setzt man den in der Form der Gl. (53) bekannten Frequenzgang des Reaktors $\mathsf{F}_{\mathrm{R}}(p)$ in Gl. (67) ein, so erhält man
$$\frac{\delta\,\mathcal{N}_{\text{th}}}{\mathcal{N}_{\text{th},0}\cdot\delta\vartheta_{2a}} = \frac{-\alpha\cdot\prod\limits_i(\tau_i\,p+1)}{\dfrac{\mathcal{N}_{\text{th},0}\,\alpha}{\alpha_{w,2}\,F_2}\prod\limits_i(\tau_i\,p+1) + c\,\tau_g\,p\prod\limits_r(\tau_r\,p+1) + \dfrac{c_1\,M}{\alpha_{w,2}\,F_2}\,c\,\tau_g\,p^2\prod\limits_r(\tau_r\,p+1)} \tag{68}$$
mit $i = 1, 2, \ldots 6$; $r = 1, 2 \ldots 6$.

Die charakteristische Gleichung ist durch den Nenner der Gl. (68) gegeben und kann in folgender Form geschrieben werden:

$$a_8 p^8 + a_7 p^7 + a_6 p^6 + \cdots + a_1 p + a_0 = 0, \tag{69}$$

wobei sich die Koeffizienten a_i aus dem Nenner der Gl. (68) bestimmen. Wie man leicht einsieht, sind a_8 und a_7 stets positiv, während a_6 bis a_0 je nach dem Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten α positiv oder negativ sein können. Da sich a_0 nur aus dem ersten Glied im Nenner von Gl. (68) bestimmt, nämlich

$$a_0 = \frac{\mathcal{N}_{\mathrm{th},0}\,\alpha}{\alpha_{w,2} F_2}, \tag{70}$$

ist die für Stabilität notwendige Bedingung nur für $\alpha > 0$, d. h. bei negativem Temperaturkoeffizienten erfüllt. Das ist eine außerordentlich wichtige Erkenntnis und besagt, daß ein Reaktor in dem oben beschriebenen Wärmekreislauf ohne jeden Regler nur dann stabil sein kann und in bezug auf die Wärmeleistung selbststabilisierende Eigenschaften bei Veränderung der Wärmeabfuhr vom Wärmetauscher hat, wenn der Temperaturkoeffizient der Reaktivität des Reaktors negativ ist. Die Erfüllung der für die Stabilität hinreichenden Bedingung erfordert, daß die übrigen in Gl. (68) auftretenden Konstanten so ausgelegt sind, daß sie das zweite Hurwitz-Kriterium erfüllen.

Reaktoren mit positivem Temperaturkoeffizienten sind also notwendig instabil und können allein durch geeignete Regler stabil gehalten werden, sind also „von sich aus unsicher".

3.532 Regelmanöver

3.532 1 Erstes Anfahren

Das Anfahren eines Reaktors, sei es das erstemal oder nach einer mehr oder weniger langen Betriebsunterbrechung, ist ein Regelmanöver, bei dem sich unnötige Sicherheitsabschaltungen oder gar vermeidbare Beschädigungen des Reaktors nur durch genaue Kenntnis des zeitlichen Verhaltens des Reaktors verhüten lassen. Das zeitliche Verhalten des Reaktors beim Anfahren hängt sehr stark von der Vorgeschichte seines Betriebs ab, die den Absorptions- und Multiplikationszustand des Reaktorkerns bestimmt.

Das erste Anfahren eines Reaktors oder das Wiederanfahren nach sehr langen Betriebsunterbrechungen (mehrere Monate) zeichnet sich dadurch aus, daß der mittlere Neutroneneinfangsquerschnitt im Reaktorkern niedrig ist, verglichen mit dem mittleren Einfangsquerschnitt, der wenige Stunden nach Abschaltung des Reaktors herrscht. Außerdem ist die durch die spontane Spaltung des Urans und durch die kosmische Strahlung im Reaktor hervorgerufene Neutronendichte im abgeschalteten Zustand sehr klein. Die Empfindlichkeit der Neutronenmeßsonden ist zwar hoch genug, diese geringen Neutronenflußdichten noch zu messen; die Zeitkonstanten der Messungen sind aber sehr groß, bedingt durch die für hohe Empfindlichkeit notwendig hohen Eingangswiderstände der Elektrometerverstärker an Ionisationskammern oder bedingt durch große Zeitkonstanten von Pulsratenmittelwertmessern bei kleinen Pulsraten. Das Ergebnis einer Zeitkonstantenmessung ist noch schlechter: Die statistischen Schwankungen der Neutronenflußdichte sind so groß, daß eine zeitliche Differenzierung nur noch die statistischen Schwankungen erfaßt. Gleicht man dagegen die statistischen Schwankungen durch eine Mittelwertbildung aus, so wird die Messung der Zeitkonstante noch träger als die der Neutronenflußdichte, so daß bei unvorsichtiger Reaktivitätszugabe der prompt kritische Zustand des Reaktors erreicht werden kann, bevor die Anzeige der Reaktorzeitkonstante oder die Neutronenflußdichte davon Kenntnis gibt. Aus diesem Grund ist es unbedingt erforderlich, daß beim erstmaligen

Anfahren des Reaktors oder beim Anfahren nach langer Betriebsunterbrechung eine künstliche Neutronenquelle ($Q \sim 10^6 s^{-1}$) im Reaktor eine gewisse minimale Neutronenflußdichte aufrechterhält. Die Zeitkonstanten der Meßkanäle können dann entsprechend herabgesetzt werden, und die statistischen Schwankungen werden so klein, daß eine Messung der Reaktorzeitkonstante möglich wird.

3.532 2 Anfahren nach kurzer Unterbrechung

Sowohl in Hinsicht auf die Neutronenquellen als auch in Hinsicht auf den mittleren Neutroneneinfangquerschnitt herrschen im Kern eines Reaktors ganz andere Verhältnisse, wenn nach nur kurzer Betriebsunterbrechung wieder angefahren werden soll. Vom Betrieb des Reaktors her sind noch sehr viele nichtstabile Spaltprodukte im Brennstoff enthalten, zum Teil auch solche, die verzögerte Neutronen abgeben. Je nach der Größe der negativen Reaktivität des Reaktors im abgeschalteten Zustand fällt deshalb die Neutronendichte einige Zeit nach Abschalten des Reaktors mit einer Zeitkonstante $80{,}2\,s \leqq |T_6| \leqq \infty$ ab, so daß nach einigen Stunden noch eine für ein Wiederanfahren des Reaktors ausreichend hohe Neutronendichte herrscht. Die nichtstabilen Spaltprodukte emittieren jedoch vor allem Gamma-Strahlung, deren energiereichste Linien zwischen 2 und 3 MeV liegen mit Halbwertszeiten bis zu Monaten. Diese Gamma-Energien reichen aus, um über Kernphotoeffekte an Deuterium und an Beryllium Neutronen zu erzeugen, während die Schwellenenergie der (γ, n)-Reaktionen bei anderen Stoffen zu hoch liegt (s. 1.174). Außerdem kann sich die Gamma-Strahlung von Reaktormaterialien, die im Neutronenfluß aktiviert wurden, an der Erzeugung von Photoneutronen beteiligen. In wasser- und in beryllium-moderierten Reaktoren tritt also außer der Quellstärke verzögerter Neutronen noch zusätzlich eine Quellstärke von Photoneutronen auf, die von der Reaktivität des Reaktors unabhängig zeitlich nach Exponentialfunktionen abfällt; 100 Tage nach Abschalten eines D_2O-moderierten Reaktors ist die Quellstärke von Photoneutronen beispielsweise erst etwa auf 1 ‰ der während des Betriebs vorhandenen abgefallen.

Wie schon in Abschn. 3.242 gezeigt wurde, bringt das Abschalten eines Reaktors außerdem mit sich, daß sich die Konzentration solcher Spaltprodukte zunächst erhöht, die Folgeprodukte des Zerfalls anderer Spaltprodukte sind, selbst stabil oder instabil sind und einen großen Einfangquerschnitt haben, so daß sie während des Betriebs abgebrannt werden, sich nach dem Abschalten aber ansammeln oder nur sehr viel langsamer von selbst weiterzerfallen. Glücklicherweise ist das einzige Folgeprodukt mit ausnehmend großem Einfangquerschnitt, das in größeren Konzentrationen entsteht, Xe^{135}, selbst nicht stabil, so daß der sich nach dem Abschalten aufbauende makroskopische Einfangquerschnitt nach etwa 10 Stunden ein Maximum erreicht, um dann von selbst wieder zu zerfallen. Diese sich nach dem Abschalten aufbauende Vergiftung wird erst bei mittleren Neutronenflußdichten oberhalb $10^{13}\,cm^{-2} \cdot s^{-1}$ merklich, steigt dann aber schnell an und ist bei einer mittleren Neutronenflußdichte von $10^{14}\,cm^{-2} \cdot s^{-1}$ schon so groß, daß die in einen Reaktor gewöhnlich eingebaute Überschußreaktivität nicht mehr ausreicht, um nach einer Abschaltung jederzeit wieder anzufahren. Der Reaktor muß also bald nach dem Abschalten wieder angefahren werden oder erst nach Abklingen der Vergiftung, was sich allerdings entsprechend der verfügbaren Überschußreaktivität über Tage hinziehen kann. Eine andere Möglichkeit ist die, die Neutronenflußdichte im Reaktor mit entsprechend langsamer Geschwindigkeit nur auf einige Prozent des Betriebswerts zu senken, damit sich eine solch hohe Vergiftung gar nicht aufbauen kann. Bei einem Forschungsreaktor mit sehr hoher Flußdichte kann auf diese Weise nach der nächtlichen, achtstündigen Flußabsenkung u. U. sofort wieder angefahren werden.

Wir haben bisher von der Wirkung der Vergiftung des Reaktors auf sein zeitliches Verhalten abgesehen, da solch langsame Reaktivitätsänderungen ohne Einfluß auf

die uns interessierenden regeltechnischen Eigenschaften eines Reaktors sind. Es ist jedoch denkbar, daß ein sich selbst überlassener Reaktor mit selbststabilisierenden Eigenschaften durch die Vergiftung, die eine Nichtlinearität in den kinetischen Differentialgleichungen bedeutet, in langsame Schwingungen (Schwingungsdauer einige Stunden) um seinen stabilen Zustand gerät. Darüber hinaus spielen die Auf- und Abbaugeschwindigkeiten der Vergiftung eine gewisse Rolle bei der Bemessung der höchsten Stellgeschwindigkeit der Ausgleichstäbe.

3.532 3 Anfahrprogramm

Aus dem Zustand negativer Reaktivität (einige Prozent) und um viele Zehnerpotenzen erniedrigter Neutronendichte wird der Reaktor dadurch angefahren, daß seine Reaktivität erhöht wird. Das kann grundsätzlich nach drei verschiedenen Zeitgesetzen erfolgen: 1. durch stufenweise Erhöhung der Reaktivität, 2. durch zeitlich gleichmäßige Erhöhung der Reaktivität, 3. durch kontinuierliche Erhöhung der Reaktivität, so daß während des ganzen Anfahrens die Reaktorzeitkonstante unverändert bleibt.

Zu 1. Aus Abschnitt 3.531 2 ist das zeitliche Verhalten des Reaktors bei sprungförmiger Änderung der Reaktivität bereits bekannt. Da sich jedoch, wie oben ausgeführt, beim Anfahren Neutronenquellen im Reaktor befinden müssen, lauten die reaktorkinetischen Differentialgleichungen mit einem Quellterm Q:

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{\varrho - \beta}{\tau_g} \cdot n + a \sum_{i=1}^{6} \frac{c_i}{\tau_i} + Q \tag{71}$$

$$\frac{\mathrm{d}c_i}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\beta_i}{\tau_g} \cdot n - \frac{c_i}{\tau_i}. \tag{72}$$

Ein stationärer Zustand ist gekennzeichnet durch $\mathrm{d}n/\mathrm{d}t = \mathrm{d}c_i/\mathrm{d}t = 0$. Damit folgt aus den kinetischen Gleichungen für die Neutronendichte nach Abwarten eines stationären Zustandes, der sich, wie wir wissen, nur für $\varrho \leqq 0$ einstellen kann:

$$n_\infty = -\frac{Q\tau_g}{\varrho}. \tag{73}$$

Erhöht man beim Anfahren die Reaktivität des Reaktors in kleinen Sprüngen mit dazwischenliegenden Pausen, so wird bei jedem Sprung $\Delta\varrho$ die entsprechende Erhöhung der Neutronendichte

$$\Delta n(\varrho) = \frac{Q\tau_g}{\varrho^2} \cdot \Delta\varrho, \tag{74}$$

d. h., je näher man an $\varrho = 0$ kommt, desto vorsichtiger muß die Reaktivität zugegeben werden. Der neue Wert von n stellt sich außerdem um so langsamer ein, je näher der Reaktor an $\varrho = 0$ herangebracht wird:

$$\Delta n(\varrho, t) = \frac{Q\tau_g}{\varrho^2} \left(1 - \sum_{j=0}^{6} A_j \, \mathrm{e}^{\frac{t}{T_j}}\right) \cdot \Delta\varrho, \tag{75}$$

denn, wie schon in Abschn. 3.531 2 gezeigt wurde, geht die längste Zeitkonstante $T_6 \to -\infty$ für $\varrho \to 0$.

Zu 2. Das zweite Verfahren, den Reaktor mit konstanter zeitlicher Zunahme der Reaktivität anzufahren, birgt, wie man sich vorstellen kann, die Gefahr in sich, daß man zu schnell Reaktivität zugibt und dadurch eine gefährlich kleine Reaktorzeitkonstante verursacht. Es soll hier deshalb das zeitliche Verhalten der Reaktorzeitkonstante abgeschätzt werden, ohne deshalb die kinetischen Differentialgleichungen

(72) für eine zeitlich konstante Reaktivitätsänderung (Rampenfunktion in ϱ, vgl. 3.531 3) zu lösen. Die reziproke Reaktorzeitkonstante ist definiert als

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}. \tag{76}$$

Durch Summierung der kinetischen Differentialgleichungen folgt

$$n(t) = \frac{\tau_g}{\varrho}\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} + a\sum_i \frac{\mathrm{d}c_i}{\mathrm{d}t} - Q\right),$$

und damit

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}t} + \frac{\tau_g}{n \cdot \varrho} \cdot \left(\frac{\mathrm{d}^2 n}{\mathrm{d}t^2} + a\sum_i \frac{\mathrm{d}^2 c_i}{\mathrm{d}t^2}\right). \tag{77}$$

Bei zeitproportionaler Änderung der Reaktivität

$$\varrho = -\alpha + \gamma \cdot t$$

gibt Gl. (77) den zeitlichen Verlauf der Reaktorzeitkonstante wieder. Zur numerischen Auswertung ist jedoch die Lösung der Differentialgleichungen (71) notwendig, was, wie in Abschn. 3.531 3 gezeigt wurde, nicht einfach ist. Wir begnügen uns deshalb hier mit einer Eingrenzung des zeitlichen Verlaufs der Reaktorzeitkonstante beim Anfahren.

Bei Beginn des Anfahrens von $\varrho < 0$ ist

$$\frac{\tau_g}{n \cdot \varrho}\left(\frac{\mathrm{d}^2 n}{\mathrm{d}t^2} + a\sum_i \frac{\mathrm{d}^2 c_i}{\mathrm{d}t^2}\right) < 0,$$

also ist

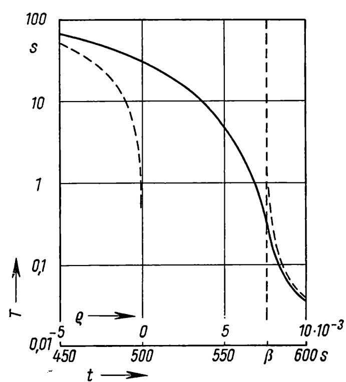
$$\frac{1}{T} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} < -\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}t},$$

oder $T > -\dfrac{\varrho}{\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}t}}$ und $n \cdot \varrho < n_0 \varrho_0$.

Mit der Rampenfunktion für ϱ wird für $\varrho < 0$

$$T > \frac{\alpha}{\gamma} - t \quad \text{und} \quad n(t) < \frac{Q\tau_g}{\alpha - \gamma t}, \tag{78}$$

wobei Gl. (77) und alle aus ihr folgenden für $\varrho = 0$ nicht definiert sind.



715.1 Zeitlicher Verlauf der Reaktorzeitkonstante während des Anfahrens von $\alpha = -5\%$ mit einer zeitproportionalen Reaktivitätserhöhung von $\gamma = 10^{-4}\,\mathrm{s}^{-1}$ bei $\tau_g = 10^{-4}\,\mathrm{s}$

Aus der Differentialgleichung (71) läßt sich außerdem eine Abschätzung der Reaktorzeitkonstante für große positive Reaktivitäten gewinnen:

für $\varrho > \beta$ ist $\quad \dfrac{1}{T} = \dfrac{1}{n} \cdot \dfrac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} > \dfrac{\varrho - \beta}{\tau_g}, \quad$ also $\quad T < \dfrac{\tau_g}{\varrho - \beta},$

und mit der Rampenfunktion wird für $\varrho > \beta$ bei U^{235}

$$T < \frac{\tau_g}{\gamma t - (\alpha + 0{,}00755)}. \tag{79}$$

Mit Gl. (78) und Gl. (79) ist eine Abschätzung für das zeitliche Verhalten der Reaktorzeitkonstante bei zeitproportionaler Reaktivitätszunahme gewonnen, und zwar für $\varrho < 0$ eine untere Grenze und für $\varrho > \beta$ eine obere Grenze, wie in Fig. **715.1** gestrichelt eingezeichnet, während sich für $0 < \varrho < \beta$ eine Abschätzung nicht auf einfache Weise durchführen läßt. Der mit Hilfe einer Analogie-Rechenmaschine aus Gl. (77) ermittelte wahre zeitliche Verlauf der Reaktorzeitkonstante bei zeitproportionaler Reaktivitätserhöhung, in Fig. **715.1** als ausgezogene Linie eingezeichnet, schmiegt sich diesen Grenzen an. Bemerkenswert ist, daß die mittlere Lebensdauer τ_g der thermischen

Neutronen im Reaktor den zeitlichen Verlauf der Reaktorperiode erst bei positiven Reaktivitäten merklich beeinflußt. Im wesentlichen ist der Verlauf der Reaktorzeitkonstante durch die Geschwindigkeit der Reaktivitätszunahme bestimmt.

Weiter soll bemerkt werden, daß sich durch graphische Integration des zeitlichen Verlaufs der Reaktorzeitkonstante auch der zeitliche Verlauf der Neutronendichte während des Anfahrens ermitteln läßt.

Zu 3. Um den Reaktor mit gleichbleibender Zeitkonstante anzufahren, muß der Regelstab stets so eingestellt sein, daß $1/n \cdot \mathrm{d}n/\mathrm{d}t = 1/T = \mathrm{const}$ ist, d. h., daß der zeitliche Verlauf der Neutronendichte der Exponentialfunktion $n(t) = n_0 \exp(t/T)$ folgt. Da ein zeitlich konstanter positiver Wert der Reaktivität erst nach Abklingen der Zeitkonstanten T_1 bis T_6 zu einem zeitlich konstanten Wert der Reaktorzeitkonstante, der Zeitkonstanten T_0, führt (vgl. 3.531 2), muß, um aus dem stationären Zustand mit konstanter Zeitkonstante anzufahren, der Regelstab anfänglich nachgestellt werden. Verständlicherweise muß man dabei beachten, daß man bei der gewählten Anfahr-Zeitkonstante nicht durch diese Nachstellungen in das prompt kritische Gebiet gerät. Es soll deshalb hier abgeschätzt werden, mit welcher Zeitkonstante der Reaktor angefahren werden darf, ohne daß er im Verlauf des Manövers prompt kritisch wird.

Aus den Differentialgleichungen für die Konzentration der Spaltprodukte

$$\frac{\mathrm{d}c_i}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\beta_i}{\tau_g} \cdot n - \frac{c_i}{\tau_i}$$

und der Bedingung gleichbleibender Zeitkonstante

$$n(t) = n_0 \exp\left(\frac{t}{T}\right)$$

ergibt sich die Konzentration der Spaltprodukte

$$c_i(t) = \frac{\beta_i}{a \cdot \tau_g} \cdot \frac{\tau_i}{T + \tau_i} \cdot \left(T \exp\left(\frac{t}{T}\right) + \tau_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)\right) \cdot n_0. \tag{80}$$

Geht man damit und mit der Bedingung konstanter Zeitkonstante in die Differentialgleichung (71) für die Neutronenbilanz ein, so ergibt sich der zeitliche Verlauf der Reaktivität unter der Bedingung konstanter Anfahrzeitkonstante zu

$$\varrho(t) = \frac{\tau_g}{T} + \sum_i \frac{\beta_i \tau_i}{T + \tau_i} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T} - \frac{t}{\tau_i}\right)\right]. \tag{81}$$

Wie man sieht, ist zum Anfahren mit konstanter Zeitkonstante im ersten Augenblick ($t = 0$) nur eine geringe Reaktivität $\varrho_0 = \tau_g/T$ notwendig. Nach einiger Zeit, für $\tau \gg T \cdot 80\,\mathrm{s}/(T + 80\,\mathrm{s})$, sind jedoch die Zeitkonstanten τ_i abgeklungen, und die zur Aufrechterhaltung der Anfahr-Zeitkonstante notwendige, wesentlich größere Reaktivität bleibt nun zeitlich konstant:

$$\varrho_{\max} = \frac{\tau_g}{T} + \sum_i \frac{\beta_i \tau_i}{T + \tau_i}. \tag{82}$$

Da dies während des Anfahrens mit der Zeitkonstante T die größte Reaktivität ist, muß, um mit Sicherheit den prompt kritischen Zustand zu vermeiden, diese Reaktivität kleiner als β sein:

$$\frac{\tau_g}{T} + \sum_i \frac{\beta_i \tau_i}{T + \tau_i} < \beta. \tag{83}$$

Da $\beta > 0$, sind alle Wurzeln T_j mit Ausnahme der gesuchten Wurzel T_0 negativ (vgl. Fig. **700.1**). Da alle Wurzeln T_j sehr nahe an τ_i liegen, läßt sich die kleinste noch zulässige Anfahrzeitkonstante T aus Gl. (83) durch Näherungsverfahren leicht bestimmen. Tab. **717.1** gibt für $\tau_g = 10^{-4}$ s und $\tau_g = 10^{-3}$ s einige Werte an.

Von den geschilderten drei Methoden, die Reaktivität während des Anfahrens zu erhöhen, eignet sich nur die letzte, das Anfahren mit konstanter Periode, für ein selbst-

tätiges Regelsystem. Während bei den ersten beiden Methoden über den ganzen Zeitraum des Anfahrens keine Regelgröße mit einem vorgegebenen Sollwert verglichen werden kann und erst mit der Annäherung an einen vorgegebenen Wert der Neutronendichte ein Regler in den zeitlichen Ablauf eingreifen könnte, kann im letzteren Fall während des ganzen Anfahrens die Reaktorzeitkonstante gemessen und mit dem

717.1 Kleinste, ohne Überschreitung von ϱ_{max} zulässige Anfahrzeitkonstante

$10^3 \cdot \varrho_{max} =$		0,5	1	2	3	4	5	6
$\tau_g = 10^{-3}$ s	T_0	156	65	21,8	9,5	4,80	2,55	1,45
$\tau_g = 10^{-4}$ s	s	153	63	20,8	8,8	4,15	1,95	0,85

gewünschten Wert verglichen werden, so daß ein Regler die Stellung des Regelstabes entsprechend einem Fehlersignal so korrigiert, daß die vorgeschriebene Reaktorzeitkonstante eingehalten wird. Durch eine sog. Überholungsschaltung[1]) läßt sich darüber hinaus sogar erreichen, daß der Reaktor durch einen und denselben Regler mit vorgegebener Zeitkonstante auf einen vorgegebenen Wert der Neutronendichte angefahren wird. Dabei werden an den Vergleicher beide Meßgrößen, die Neutronendichte und die Zeitkonstante, zugleich herangeführt und die Summe der beiden Größen mit dem Sollwert verglichen, der proportional der gewünschten Anfahrzeitkonstante und der gewünschten Neutronendichte ist. In einer solchen Überholungsschaltung bestimmt diejenige Meßgröße die Regelung, deren Augenblickswert von dem eingestellten Sollwert am wenigsten abweicht. So liefert beim Start die Neutronendichte ein verschwindend kleines Meßwertsignal. Daher ist die Regelung zu Beginn des Anfahrens bestrebt, die eingestellte Zeitkonstante einzuhalten. Nähert sich jedoch die Neutronendichte dem eingestellten Aufgabenwert, so beteiligt sich der Meßwert der Neutronendichte im Vergleicher immer mehr und die Zeitkonstante wird dementsprechend größer, bis schließlich die gewünschte Neutronendichte erreicht ist, die Zeitkonstante also unendlich sein muß und die Neutronendichte allein die Regelung übernimmt.

Alle Überlegungen, die wir hier zum Anfahren eines Reaktors angestellt haben, beziehen sich auf die Erhöhung der Neutronendichte. Dabei haben wir von der mit dem Anfahren verbundenen Erwärmung des Reaktors abgesehen. Einerseits hat aber die Erwärmung Einfluß auf die Reaktivität, und die Verhältnisse werden beim Anfahren durch diese Nichtlinearität sehr viel komplizierter als hier dargestellt; andererseits kann in den letzten beiden Zehnerpotenzen der Neutronenflußdichte der Erwärmung des Reaktors selbst ein gewisser zeitlicher Verlauf vorgeschrieben sein. So muß z. B. ein Wärmekraftwerk, wenn es vom kalten Zustand angefahren werden soll, zunächst sehr langsam angewärmt werden. Selbst bei Forschungsreaktoren darf die Erwärmungsgeschwindigkeit oft einen gewissen, relativ kleinen Wert (einige °C je Minute) nicht überschreiten, so daß das Anfahren eines kalten Reaktors meist gar nicht nach einem vorgeschriebenen zeitlichen Verlauf der Neutronendichte erfolgt, sondern nach dem viel langsameren einer Temperatur. Gegebenenfalls wird solch eine Erwärmungsgeschwindigkeit zusätzlich als Meßgröße in den Vergleicher eingeleitet. Ist der Reaktor jedoch schon oder noch warm, oder braucht auf begrenzende Erwärmungsgeschwindigkeiten keine Rücksicht genommen zu werden, dann bestimmt der zeitliche Verlauf der Neutronendichte und ihr zu erreichender Wert das Programm der Regelung während des Anfahrens.

3.532 4 Abschaltung

Das programmgemäße Abschalten eines Reaktors ist ein sehr einfaches Regelmanöver: Die Regel- und Ausgleichsstäbe werden in den Reaktor eingefahren und dadurch die

[1]) Schultz, M. A., Automatic Control of Power Reactors, AECD-3163 (1950).

Reaktivität negativ gemacht. Entsprechend Fig. **701.1** fällt die Neutronenflußdichte zuerst schnell und nach Abklingen der kleineren Zeitkonstanten T_0 bis T_5 dann langsam ab mit einer Zeitkonstanten, die größer als 80 s ist, entsprechend der Wurzel T_6 der charakteristischen Gleichung bei $\varrho < 0$ (s. Fig. **700.1**). Auf Einzelheiten des programmgemäßen Abschaltens eines Reaktorkraftwerks soll hier nicht eingegangen werden, da sich dabei keine allgemein interessierenden regeltechnischen Gesichtspunkte ergeben.

Auch auf das Sicherheitssystem eines Reaktors soll nur in wenigen Worten eingegangen werden, denn mit der Regelung des Reaktors hat diese Einrichtung nichts zu tun. Das Sicherheitssystem hat die Aufgabe, unvorhergesehene Betriebsstörungen entsprechend den möglichen Folgen nur zu melden, selbsttätig Abhilfe zu schaffen oder gar den Reaktor vor Beschädigungen zu bewahren, ohne Rücksicht auf die Aufrechterhaltung des Betriebs. Obwohl an jedem Reaktor ein sorgfältig durchdachtes Verriegelungssystem gewährleistet, daß Betriebsstörungen durch Fehlbedienung ausgeschlossen sind, ist es doch denkbar, daß durch Ausfall oder Fehlfunktion einer Einrichtung der Betrieb so gestört wird, daß keine andere Abhilfe geschaffen werden kann, als den Reaktor abzustellen, d. h. eine Sicherheitsabschaltung auszulösen. So z. B. wenn die Betriebsstörung der Art ist, daß die Neutronenflußdichte nicht mehr in Übereinstimmung mit dem Sollwert gehalten werden kann, oder daß die Zeitkonstante einen vorgegebenen Wert unterschreitet. Um selbst bei solchen schwerwiegenden Betriebsstörungen jede unnötige Sicherheitsabschaltung zu vermeiden, sind die entsprechenden Überwachungsgeräte so eingerichtet, daß beim Überschreiten einer ersten, niedrig liegenden Grenze zunächst nur jedes weitere Herausziehen der Absorberstäbe blockiert wird, bei einer zweiten Grenze die Absorberstäbe langsam eingefahren werden und nur im äußersten Fall alle verfügbaren Absorberstäbe so schnell wie möglich in den Reaktor geschleudert werden. Das Verriegelungssystem hat u. a. auch dafür zu sorgen, daß der Reaktor nicht kritisch gemacht werden kann, ohne daß ausreichend viele Absorberstäbe als Sicherheitsstäbe in Bereitschaft stehen und die Neutronenquelle in den Reaktor eingebracht ist.

Die Erfahrung beim Betrieb von Reaktoren hat gezeigt, daß zwar nach wie vor der Gesichtspunkt absoluter Sicherheit für den Betrieb maßgeblich ist, daß aber das Verriegelungs- und das Sicherheitssystem nur dann eine Sicherheitsabschaltung veranlassen sollen, wenn die Abschaltung des Reaktors die einzige wirksame Abhilfe der Betriebsstörung ist.

3.54 Betriebsmäßige Regelung von Reaktoren

Wie aus den vorhergehenden Abschnitten hervorgeht, muß das Regelsystem eines Reaktors auf dessen spezielle Eigenschaften abgestimmt sein, um bestimmte Regelaufgaben erfüllen zu können. Eine Planung und Auslegung des Regelsystems ist also erst dann möglich, wenn der zu errichtende Reaktor bzw. das zu errichtende Reaktorkraftwerk in seiner Konstruktion schon so weit festliegt, daß das dynamische Verhalten des ganzen Systems berechnet oder mit Analogie-Rechenmaschinen simuliert werden kann. Andererseits muß aber noch eine Variation gewisser Parameter des Reaktors möglich sein, damit Regelstrecke und Regler so aneinander angepaßt werden können, daß die Regelaufgabe in allen nur möglichen Situationen erfüllt wird. Ohne auf spezielle Reaktorkonstruktionen einzugehen, können deshalb hier nur allgemeine Gesichtspunkte geschildert werden, unter denen die betriebsmäßige Regelung bei Forschungs- und Leistungsreaktoren erfolgt.

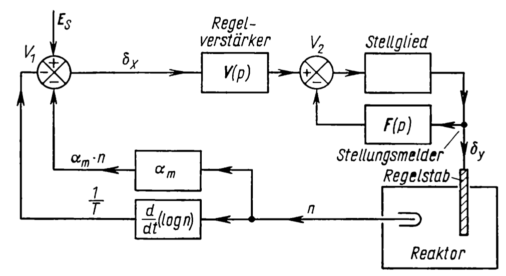
3.541 Regelaufgabe an Forschungsreaktoren

Die Regelaufgabe an einem Forschungsreaktor ist im allgemeinen wesentlich einfacher als die an einem Leistungsreaktor, dadurch, daß entsprechend seinem Zweck eine einstellbare Neutronenflußdichte zur Verfügung stehen soll und darüber hinaus im

allgemeinen nur wenige Nebenbedingungen erfüllt werden müssen; z. B., daß eine Erhöhung der Neutronenflußdichte nur mit begrenzter Geschwindigkeit und nur bis zu einem, durch die Auslegung des Kühlsystems gegebenen Höchstwert vorgenommen werden darf. Abgesehen von irgendwelchen unvorhergesehenen Ereignissen, die eine schnelle Reaktivitätsänderung hervorrufen, sind alle Störungen des Gleichgewichtszustandes der Neutronendichte bei einem Forschungsreaktor durch die mit ihm angestellten Versuche verursacht. Die Störungen sind also aktiv hervorgerufen und können, wenn sie groß sind, meist so langsam vorgenommen werden, daß das Regelsystem sie ausregelt. Ein kurzzeitiges Überschwingen der Reaktorleistung zieht bei einem Forschungsreaktor keine unangenehmen Folgen nach sich, weil er meist entfernt von seiner thermischen Leistungsgrenze betrieben wird. Außerdem besteht selten das Verlangen, die gewünschte Sollwertänderung der Neutronenflußdichte besonders schnell vorzunehmen.

3.542 Betriebsmäßige Regelung eines Forschungsreaktors

Als Beispiel für die betriebsmäßige Regelung eines Forschungsreaktors zeigt, ohne auf spezielle Einzelheiten einzugehen, Fig. **719.**1 das schematische Blockschaltbild eines Regelkreises, der die im vorhergehenden Abschnitt gestellte Regelaufgabe an einem Forschungsreaktor erfüllt: Die beiden Regelgrößen, Neutronendichte und reziproke Reaktorzeitkonstante, werden in einem Vergleicher V_1 mit einem konstanten Sollwert E_s zusammengeführt. Es wird also die im Abschn. 3.532 3 erwähnte Überholungsschaltung angewendet. In bezug auf eine Regelung nach vorgegebener Zeitkonstante ist der Vergleicher ein solcher mit gleichem absolutem Fehler, in bezug auf eine Regelung nach einer vorgegebenen Neutronendichte ein Vergleicher mit gleichem relativem Fehler.



719.1 Beispiel einer betriebsmäßigen Regelung eines Forschungsreaktors

Wie man aus Fig. **719.**1 sieht, ist das am Vergleicher V_1 entstehende Fehlersignal gegeben durch

$$\delta x = E_s - \frac{1}{T} - \alpha_m \cdot n. \tag{84}$$

Soll der Reaktor von einem Zustand kleiner Neutronendichte n mit der Periode T_0 auf die Neutronendichte n_0 gebracht werden, d. h. $n \ll n_0$, so ist während des Anfahrens mit der Zeitkonstante T_0

$$\delta x = 0 = E_s - \frac{1}{T}.$$

Die Größe E_s bestimmt also die Anfahrperiode T_0

$$E_s = \frac{1}{T_0}. \tag{85}$$

Mit Annäherung an den stationären Zustand wird

$$\frac{1}{T} \to 0 \quad \text{und} \quad n_0 - n \to 0,$$

d. h., die Größe des Proportionalitätsfaktors α_m bestimmt die Höhe des gewünschten Wertes n_0

$$\alpha_m = \frac{E_s}{n_0} = \frac{1}{T_0 \cdot n_0}. \tag{86}$$

Wie man aus Gl. (85) und Gl. (86) ersieht, können zwar die Anfahrzeitkonstante T_0 und die gewünschte Neutronendichte n_0 beliebig, jedoch nicht unabhängig voneinander eingestellt werden. Beim Anfahren, solange $n \ll n_0$ ist, wird das Fehlersignal

$$\delta x = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T};$$

bei einem nahezu stationären Zustand, d. h. wenn $T \to \infty$, wird das Fehlersignal

$$\delta x = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{n_0 - n}{n_0}.$$

Wie man sieht, verschwindet also das Fehlersignal sowohl beim Anfahren mit der Zeitkonstante T_0 als auch im stationären Zustand bei n_0. Da aber ein Proportionalregler jedem Fehlersignal eine bestimmte Regelstabstellung und damit eine bestimmte Reaktivität zuordnet, fährt eine Proportionalregelung den Reaktor nicht mit der vorgegebenen, sondern mit größerer Zeitkonstante auf die vorgegebene Neutronendichte. Diese Regelabweichung kann nur durch unendlich große Verstärkung $\mathsf{V}(p)$ des Regelverstärkers beliebig klein gemacht werden. Dagegen ist es möglich, mit einer Proportionalregelung im stationären Zustand den Istwert der Neutronendichte mit dem Aufgabenwert n_0 in Übereinstimmung zu bringen, vorausgesetzt, daß die Regelstabstellung im stationären Zustand unabhängig vom Wert n_0 ist. Dies rührt daher, daß für $p \to 0$ die Verstärkung des Reaktors in bezug auf die Neutronendichte als Regelgröße $\delta n/n_0 \varrho$ [s. Gl. (53)] gegen unendlich geht, was für die reziproke Reaktorzeitkonstante als Regelgröße nicht der Fall ist. Weil sich außerdem die Reaktivität des Reaktors unter dem Einfluß von Temperaturänderungen, von Vergiftung und Abbrand ändert, ist jedem Wert der Neutronendichte eine andere Regelstabstellung zugeordnet. Bei einem Proportionalregler muß also ein Fehlersignal bestehen bleiben, um bei einem bestimmten Wert einen stationären Zustand aufrechtzuerhalten. Das bedeutet, daß Aufgabenwert und Istwert der Neutronendichte nicht übereinstimmen. Wie in den folgenden Abschnitten ausgeführt wird, ist bei einem Leistungsreaktor eine gute Übereinstimmung zwischen Aufgabenwert und Istwert der Reaktorleistung aber unbedingt erforderlich, weil der Aufgabenwert durch eine Folgeregelung vorgegeben wird. Im Beispiel der Fig. **719.1** ist deshalb in der Rückführung des Stellgliedes — es handle sich hier um ein rein proportionales Stellglied — ein frequenzabhängiges Glied $\mathsf{F}(p)$ eingebaut. Auf diese Weise wird dem mit Rückführung versehenen Stellglied ein integraler Charakter verliehen, d. h. daß der Regelkreis nun so eingerichtet ist, daß er erst bei verschwindendem Fehlersignal zur Ruhe kommt, was ja bei einem rein proportionalen Regelkreis nicht der Fall ist. Ein integrales Verhalten des gesamten aufgeschnittenen Regelkreises läßt sich auch durch geeignete Wahl des Frequenzganges $\mathsf{V}(p)$ des Regelverstärkers erreichen.

Zum Verständnis der oben beschriebenen Überholungsschaltung trägt die folgende Überlegung wesentlich bei. Der Reaktor befinde sich im stationären Zustand n_0. Im Vergleicher wird der Sollwert E_s durch den Meßwert $\alpha_m \cdot n_0$ völlig kompensiert, das Fehlersignal δx ist deshalb Null und $T = \infty$. Zum Zeitpunkt $t = 0$ werde der Zustand des Reaktors gestört, so daß $\varrho \neq 0$ wird. Das hat zur Folge, daß sofort auch $\mathrm{d}n/\mathrm{d}t \neq 0$ und demzufolge auch $T < \infty$ wird, während die Konzentration c_i der Spaltprodukte und andere langsam veränderliche Größen zunächst noch konstant bleiben. Deshalb ist im ersten Augenblick

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{\varrho}{\tau_g}.$$

Weil der Regler im stationären Zustand allein durch die Neutronendichte n_0 abgeglichen war, verhält er sich, als ob ein Aufgabenwert $T = \infty$ der Zeitkonstante eingestellt wäre. Im ersten Augenblick wird also ein Fehlersignal

$$\delta x = -\frac{1}{T} = -\frac{\varrho}{\tau_g}$$

hervorgerufen, das proportional der Reaktivitätsstörung ϱ ist. Dieses Fehlersignal veranlaßt sofort eine ihm proportionale Regelstabverstellung, welche der Reaktivitätsstörung entgegenwirkt, schon bevor eine nennenswerte Änderung der Neutronenflußdichte entstanden ist. Da im Gegensatz zu einer Regelung, die nur nach dem Wert der Neutronendichte regelt, die geschilderte Überholungsschaltung sofort eingreift, und zwar so, daß sie die Zeitkonstante $T = \infty$ anstrebt, wird die Wirkung der Störung auf die Neutronendichte wesentlich geringer, als das bei einer reinen Regelung der Neutronendichte der Fall wäre.

3.543 Regelaufgabe an Leistungsreaktoren

Die Aufgabe, die ein Regelsystem an einem Leistungsreaktor zu erfüllen hat, übertrifft die bisher geschilderten Anforderungen darin, daß das Regelsystem des Reaktors nur ein Teil des Regelsystems eines ganzen Kraftwerks ist. Der Aufgabenwert des gesamten Regelsystems ist also nicht wie bei einem Forschungsreaktor eine Regelgröße des Reaktors, sondern die elektrische Leistung des Kraftwerks, die allerdings ihrerseits einen Aufgabenwert der Wärmeleistung des Reaktors vorgibt. Dieses gesamte Regelsystem muß den in den vorhergehenden Abschnitten geschilderten Anforderungen genügen, es muß also stabil und optimal sein. Sehen wir von dem Regelsystem des Kraftwerks ab und nehmen an, der Aufgabenwert der Reaktorleistung sei auf irgendeine Weise vorgegeben, so unterscheidet sich das Regelsystem eines Leistungsreaktors trotzdem von dem eines Forschungsreaktors in ganz charakteristischer Weise, indem ein Leistungsreaktor über einen Bereich von etwa 20 bis 100% seiner Höchstleistung mit möglichst großem Wirkungsgrad betrieben werden soll. Da der Wirkungsgrad eines Leistungsreaktors vor allem durch irgendwelche höchstmögliche Betriebstemperaturen von Reaktormaterialien, meist durch Temperaturen in Brennstoffelementen bestimmt ist, muß zur Erzielung höchsten Wirkungsgrades der Reaktor im ganzen Betriebsbereich an seiner oberen thermischen Belastungsgrenze betrieben werden. Das Regelsystem hat also nicht nur die Leistung des Reaktors zu regeln, sondern auch dafür zu sorgen, daß die Wärmeabfuhr bei jedem Leistungswert so erfolgt, daß weder obere Temperaturgrenzen überschritten werden noch der Wirkungsgrad absinkt. Bei einem Leistungsreaktor ist also nicht nur eine physikalische Größe (Neutronenflußdichte), sondern eine ganze Reihe von physikalischen Größen zu regeln. Bevor man an den Entwurf des gesamten Systems von miteinander verknüpften Regelkreisen herangeht, empfiehlt es sich, sich Klarheit darüber zu schaffen, wie viele Freiheitsgrade das System besitzt: Die Differenz zwischen der Anzahl der veränderlichen physikalischen Größen und der Anzahl der sie verknüpfenden Gleichungen gibt die Anzahl der Freiheitsgrade an, über die noch verfügt werden kann. Die fehlenden Verknüpfungen, die das unbestimmte Gleichungssystem in ein bestimmtes verwandeln, muß die Regelung liefern; es sind also ebenso viele physikalische Größen zu regeln, wie die Zahl der Freiheitsgrade angibt. Für jede zu regelnde Größe darf nur ein einziges Stellglied vorhanden sein, das nur dem Fehlersignal einer einzigen physikalischen Größe gehorcht. Abweichungen anderer physikalischer Größen von ihren Sollwerten dürfen nur als Zeitintegrale oder als Differentialquotienten über einen Vergleicher auf ein Stellglied gegeben werden. Die fehlenden Verknüpfungen werden durch die Regelung in der Weise hergestellt, daß z. B. das Zeitintegral einer physikalischen Größe den Sollwert einer anderen Größe einstellt. Auf diese Weise dient eine Größe als Führungsgröße für eine andere.

Die zusätzliche Aufschaltung von Differentialquotienten dieser Größe verbessert mitunter die Dynamik des gesamten Systems von Regelkreisen.

Bevor im folgenden Abschnitt ein Beispiel eines Regelkreises für einen Leistungsreaktor besprochen wird, soll zunächst untersucht werden, ob ein heterogener, thermischer Reaktor dank der stabilisierenden Wirkung seines negativen Temperaturkoeffizienten nicht etwa ohne Regelung sich selbst überlassen werden kann, d. h. ob bei fixierter Stellung des Regelstabs und bei konstanter Durchflußmenge des primären Kühlmittels die verlangte Leistung allein mit dem Ventil des die Turbine speisenden Dampfes eingestellt werden kann (vgl. Fig. **710.**1), die Regelung des Kraftwerks also am Dampfventil des selbst ungeregelten Reaktors angreift.

Wie in Abschn. 3.531 6 durch Gl. (66) gezeigt wurde, bleibt unter den dort gemachten Voraussetzungen (Druckwasserreaktor, Moderator wird als Kühlmittel umgepumpt) die mittlere Kühlmitteltemperatur unverändert, wenn vom Reaktor mehr oder weniger Leistung durch den Wärmekreislauf abgeführt wird. Das bedeutet, daß bei Teillast eine kleinere Aufwärmspanne des Kühlmittels und demzufolge auch kleinere Temperaturen in den Brennelementen entstehen. Die höchstzulässigen Temperaturen werden also nicht erreicht, d. h., der Reaktor ist bei Teillast thermisch nicht voll ausgenutzt und sein Wirkungsgrad könnte bei Teillast und gleicher Austrittstemperatur etwas größer sein als bei Vollast. Dieser Verzicht auf Wirkungsgrad bei Teillast ist jedoch klein und kann in Kauf genommen werden, wenn die Aufwärmspanne des primären Kühlmittels schon bei Vollast klein ist (einige zehn °C). Führt aber die Änderung der Ventilstellung zu einer Änderung der Aufwärmspanne des primären Kühlmittels, so wird auch der Sekundärkreislauf von dieser Temperaturänderung beeinflußt; die Dampftemperatur an der Turbine ändert sich also auch. Eine Dampfturbine verträgt jedoch nur Veränderungen der Frischdampftemperatur, die kleiner sind als wenige Grad Celsius je Minute. Das bedeutet, daß eine Leistungsänderung durch Verstellen des Dampfventils allein nur sehr langsam vorgenommen werden könnte. Schließlich muß man noch eine weitere Einbuße an Wirkungsgrad in Kauf nehmen, denn auch bei Vollast kann ein solcher ungeregelter Reaktor aus Sicherheitsgründen nicht an seiner oberen thermischen Belastungsgrenze betrieben werden. Weil vor allem die Temperatur des Kühlmittels das selbststabilisierende Verhalten des Reaktors bewirkt, die Wärmeleistung aber in den Brennelementen entsteht und die Wärmeübertragung von den Brennelementen zum Kühlmittel gewisse Zeit erfordert, entstehen bei Regelmanövern durch Überschwingen Aufwärmspitzen in den Brennelementen. Der Reaktor muß deshalb mit einer solchen Reserve ausgelegt werden, daß selbst bei einer Leistungserhöhung auf Vollast diese Aufwärmspitzen niemals die Grenztemperaturen erreichen. Ein heterogener thermischer Leistungsreaktor, dessen Leistung nur durch das Dampfventil eingestellt wird und der sich im übrigen selbst regelt, kann also nur zeitlich konstante oder sehr langsam veränderliche Leistung abgeben. Es soll noch erwähnt werden, daß ein solcher selbstregelnder Reaktor eine Verringerung der Neutronenabsorption durch eine Erhöhung der Temperatur kompensieren würde. Dadurch kann, wenn der Reaktor mit Vollast betrieben wird, leicht eine höchstzulässige Temperatur überschritten werden.

Aus allen diesen Gründen erscheint eine Regelung des Reaktors selbst unerläßlich.

3.544 Betriebsmäßige Regelung eines Leistungsreaktors

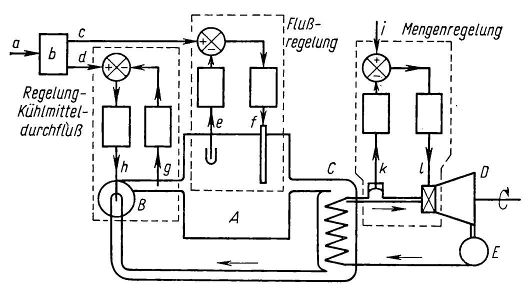
Nimmt man an, daß das Regelsystem des an den Leistungsreaktor angeschlossenen Wärmekraftwerks den Aufgabenwert der Reaktorleistung vorgibt, so hat das Regelsystem des Reaktors beispielsweise die beiden folgenden Aufgaben zu erfüllen:

1. Die Wärmeleistung des Reaktors muß dem vom Kraftwerk verlangten Aufgabenwert angeglichen werden. Wir bezeichnen diese Regelung im folgenden mit „Fluß-

dichteregelung". Sie hat dieselbe Regelaufgabe wie die Regelung eines Forschungsreaktors und ist von ihr nicht wesentlich verschieden.

2. Die Temperatur des Frischdampfes an der Turbine und damit der Druck, wenn es sich um Sattdampf handelt, muß unabhängig von der Leistung konstant gehalten oder nur im Rahmen der zulässigen Geschwindigkeit verändert werden.

Als Beispiel für die betriebsmäßige Regelung eines Leistungsreaktors ist in Fig. **723.1** das Regelsystem eines gasgekühlten Reaktors dargestellt[1]). Es setzt sich zusammen aus vier miteinander gekoppelten Regelkreisen. Die Neutronen-Flußdichteregelung, ähnlich der eines Forschungsreaktors, empfängt als Aufgabenwert die verlangte Wärmeleistung und hält mittels der Regelstäbe die Reaktorleistung in Übereinstimmung mit dem Aufgabenwert. Ein zweiter Regelkreis regelt die Durchflußmenge des Kühlgases so, daß das Verhältnis der vom Reaktor erzeugten Wärmeleistung zur Durchflußmenge des Kühlmittels konstant bleibt. Eine Mengenregelung der Turbine sorgt dafür, daß unabhängig von der Turbinenleistung der Druck und damit die Temperatur des gesättigten Frischdampfes konstant bleiben; d. h., Dampfdruck und Temperatur an der Turbine sind unabhängig vom Dampfdurchsatz. Schließlich muß durch eine Regelung noch dafür gesorgt werden, daß die vom Kondensator E zum Verdampfer C geleitete Speisewassermenge dem Bedarf des Verdampfers entspricht.



723.1 Beispiel einer betriebsmäßigen Regelung eines Leistungsreaktors. *A* Gasgekühlter Reaktor, *B* Gebläse, *C* Dampferzeugung, *D* Turbine, *E* Kondensator, *a* Aufgabenwert vom Kraftwerk, *b* Geber des Verhältnisses Leistung zu Kühlmittelfluß, *c* Sollwert Neutronenflußdichte, *d* Sollwert Kühlmittelfluß, *e* Meßwert Neutronenflußdichte, *f* Regelgröße Regelstabstellung, *g* Meßwert Kühlmittelfluß, *h* Regelgröße Kühlmittelfluß, *i* Sollwert Dampfstrom, *k* Meßwert Dampfstrom, *l* Regelgröße Dampfstrom

Das Zusammenspiel dieser vier Regelungen soll am Beispiel eines Regelmanövers erläutert werden: Wird zum Zeitpunkt Null vom Kraftwerk her der Aufgabenwert der Reaktorleistung beispielsweise von Halblast auf Vollast verändert, so wird dadurch der Sollwert der Neutronendichte und der Kühlmitteldurchfluß verdoppelt. Im ersten Augenblick wird im Dampferzeuger nicht mehr Dampf erzeugt, Ein- und Austrittstemperatur des Kühlmittels am Reaktor steigen deshalb an, wobei die Aufwärmespanne wegen des verdoppelten Kühlmitteldurchflusses konstant bleibt. Sobald durch diese kleine Temperaturerhöhung im Dampferzeuger mehr Dampf erzeugt wird, sinken die Kühlmitteltemperaturen wieder auf den ursprünglichen Wert ab, weil die Mengenregelung der Turbine auch bei der nun verdoppelten Leistung Dampfdruck und -temperatur konstant hält. Aufgabe bei der Konstruktion des Dampferzeugers ist es, die Trägheit des Wärmeübergangs so klein auszulegen, daß die im Gefolge eines Regelmanövers auftretende Wärmestauung im Dampferzeuger klein und nur kurzzeitig ist.

Das geschilderte Regelsystem für den Leistungsreaktor bedarf natürlich einer Stabilisierung und Optimierung, für sich allein und im Zusammenspiel mit dem Regelsystem des Kraftwerks, das den Sollwert der Reaktorleistung und des Kühlmitteldurchflusses vorgibt. Ebenso wurde davon abgesehen, Einzelheiten der Regelsysteme, das Sicherheitssystem und das Verriegelungssystem darzustellen. Die Behandlung des gegesamten Regelsystems des Kraftwerks (einer sog. Folgeregelung) würde den Rahmen dieser Ausführungen weit übersteigen.

[1]) Smith, R. J., GEC. Atomic Energy Rev. **57**, Nr. 3 (1957), 39.

Zusammenfassende Literatur

[1] Glasstone, S., Edlund, M. C., The Elements of Nuclear Reactor Theory, London 1952. — [2] Elmore, W. C., Sands, M., Electronics, New York 1949. — [3] Oppelt, W., Kleines Handbuch technischer Regelvorgänge, Weinheim 1956. — [4] Leonhard, A., Die selbsttätige Regelung, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957. — [5] Oldenbourg, R. C., Sartorius, H., Dynamik selbsttätiger Regelungen, München 1951. — [6] Nixon, F. E., Principles of Automatic Control, New York 1953. — [7] Truxal, I. G., Automatic Feedback Control System Synthesis, New York 1955. — [8] Schultz, M. A., Control of Nuclear Reactors and Power Plants, New York 1955.

3.6 Forschungsreaktoren*)

3.61 Zweck und Ausstattung eines Forschungsreaktors

Forschungsreaktoren sind Reaktoren, die in erster Linie als Strahlungsquelle dienen. Sie haben im Prinzip eine ähnliche Aufgabe wie die anderen in der Forschung gebräuchlichen Strahlenquellen: Radioaktive Präparate, Röntgenanlagen, Beschleuniger und Neutronengeneratoren. Dieser Definition entsprechend rechnet man dazu nicht Anordnungen für kritische Experimente oder Anlagen, die als Vorstufen für die Entwicklung von Leistungsgeneratoren gebaut werden; ebensowenig Reaktoren kleinster Leistung, die im wesentlichen zu Ausbildungszwecken dienen und die sehr oft durch Simulatoren ersetzt werden können.

Ein Forschungsreaktor, der vielseitig ausnutzbar sein soll, muß eine Flußdichte thermischer Neutronen von mindestens 10^{12} Neutronen/cm^2 s liefern, für manche Zwecke, z. B. Materialprüfung, über 10^{14} Neutronen/cm^{2}s. Die Leistung, die von solchen Forschungsreaktoren abgeführt werden muß, liegt je nach dem verwendeten Typ zwischen 10 kW und 25 MW. Die Kosten der Gesamtanlagen liegen zwischen 1 Million und 40 Millionen D-Mark.

Von den Leistungsreaktoren unterscheiden sich die Forschungsreaktoren dadurch, daß die Wärme nicht ausgenutzt, sondern nur abgeführt zu werden braucht, während die Strahlung, die beim Leistungsreaktor stört, benutzt wird. Ersteres bedeutet eine Vereinfachung des Wärmeableitungssystems. Zum Beispiel kann man mit relativ niederen Temperaturen arbeiten. Letzteres erfordert zusätzliche Einrichtungen. Diese Einrichtungen beanspruchen Raum im und um den Reaktorkern herum und müssen außerdem durch die Strahlenabschirmung des Reaktors hindurch zugänglich gemacht werden. Die verschiedenen Typen von Forschungsreaktoren unterscheiden sich einmal durch den Aufbau des Kern-Moderator-Kühlsystems, zum anderen aber durch die Einrichtungen, die für die Ausnutzung der Strahlung vorgesehen sind. Welche Möglichkeiten hier vorliegen, soll im folgenden beschrieben werden.

3.611 Der Reaktorkern: Brennstoff, Moderator, Reflektor und Kühlung

Die Betriebskosten eines Forschungsreaktors sind ungefähr proportional seiner Leistung $\mathcal{N}$. Die Flußdichte der thermischen Neutronen Φ_{th} ist proportional zur spezifischen Leistung $\mathcal{N}/m$, wo m die Masse des U^{235} bedeutet. Die Flußdichte schneller Neutronen Φ_s ist proportional der Leistungsdichte $\mathcal{N}/V$, wo V das Volumen des Reaktorkerns bedeutet. Aus beiden Angaben folgt, daß für die wirtschaftliche Erzeugung einer hohen Flußdichte von thermischen und von schnellen Neutronen eine möglichst kleine kritische Masse und ein möglichst kleines kritisches Volumen erwünscht ist. Aus diesem Grunde wird man, wenn nicht andere Gründe dagegen sprechen, den Reaktorkern aus angereichertem Uran aufbauen. Die Anreicherung kann zwischen 20% und 90%

*) Verfaßt von M. Pollermann, München.

liegen. In diesem Bereich ist der Anreicherungsgrad von sehr geringem Einfluß auf die Geometrie des Kerns. Das kleine Volumen eines solchen Kerns läßt Gaskühlung nicht zu, sondern erfordert Flüssigkeitskühlung. Die modernen Forschungsreaktoren enthalten als Brennstoff angereichertes Uran und werden mit leichtem oder schwerem Wasser gekühlt. Mit Reflektoren aus Graphit oder Beryllium läßt sich die kritische Masse beim Leichtwasser-Reaktor noch weiter herabsetzen. Meistens leidet darunter aber die Zugänglichkeit des Kerns oder die Wirksamkeit der Kühlung.

Die alten, mit natürlichem Uran betriebenen und mit Graphit oder schwerem Wasser moderierten Reaktoren haben auch ihre Vorzüge: Sie liefern vorzugsweise thermische Neutronen mit einem relativ geringen Untergrund an Gamma-Strahlung. Sie bieten eine große Zahl von Zapfstellen, die praktisch unabhängig voneinander ausgenutzt werden können. Des großen Aufwandes wegen werden sie jedoch für reine Forschungszwecke nicht mehr gebaut.

Für den Kern sind die in Tab. **726.1** aufgeführten Kombinationen üblich.

Die Ausführungsformen dieser Typen unterscheiden sich vor allem durch die Einrichtungen zur Ausnutzung der Strahlung. Besonders viele Möglichkeiten liegen beim leichtwasser-moderierten heterogenen Reaktor vor. Hier gibt es mehrere Zwischenstufen zwischen dem offenen Schwimmbadreaktor und dem Überdruck-Tankreaktor.

3.612 Bestrahlungseinrichtungen und Strahlsysteme

Der Reaktor kann zur Bestrahlung von Körpern oder Stoffen verwendet werden oder zur Herstellung von scharf ausgeblendeten Strahlenbündeln. Für den ersten Zweck verwendet man Bestrahlungseinrichtungen, für den zweiten Strahlsysteme.

3.612 1 Bestrahlungseinrichtungen

Man unterscheidet Bestrahlungsgefäße und Zellen, bei denen das zu bestrahlende Präparat manuell eingesetzt und entfernt wird, und solche, bei denen es maschinell erfolgt. Man nennt die letzteren Rohrpostbüchsen (rabbits). Die Zusammensetzung der Strahlung läßt sich durch Filter oder Konverter ändern.

Die Bestrahlungsgefäße[1]) können entweder mit einem Bindfaden zum Reaktorkern herabgelassen werden oder mit mechanischen Führungen, z. B. mit einer Instrumentenbrücke, herangeführt werden. Im Schwimmbadreaktor kann dies durch das Wasser hindurch erfolgen. Die anderen Reaktoren haben zu diesem Zweck vertikale, sackartig geschlossene Rohre (thimbles), die auch als Strahlrohre verwendet werden. Sie ermöglichen die trockene Bestrahlung auch im Schwimmbadreaktor. Außerdem können in ihnen elektrische Leitungen und Kühlleitungen zum Bestrahlungsort geführt werden. Alle diese Rohre müssen mit Abschirmpflöcken ausgestattet werden. Zur Ausnutzung der Gamma-Strahlung, die von ausgebrannten Brennelementen ausgeht, baut man in die Reaktorwand Gamma-Zellen ein, in denen Gegenstände über lange Zeit hinweg bestrahlt werden können. Man macht sie durch kleine verschließbare Luken zugänglich.

Die Rohrpostbüchsen[2]) sind kleine Gefäße, die dem maschinellen Transport angepaßt sind. Der Transport kann mechanisch erfolgen (mitgeteilt von R. Cochran). Als Gefäß dient z. B. ein Röhrchen aus Polyäthylen, das an beiden Enden zusammengequetscht und verschweißt wird. Es wird mit einem Klebestreifen an einem Bindfaden befestigt. Der Bindfaden läuft über ein Handrad, das hinter der Meßanordnung aufgestellt wird, und durch eine Öse am Kern eines Schwimmbadreaktors. Dreht man das Handrad,

[1]) Shiells, N. P., u. a., Nucleonics **14**, Nr. 8 (1956), 54.
[2]) Good, W. M., u. Wollan, E. O., Rev. Sci. Instr. **101** (1956), 249.

726.1 Forschungsreaktoren

Typ	Brennstoff	Moderator	Kühlmittel	Reflektor	Leistung kW	Thermische Flußdichte $n/cm^2 s$
Natururan-Graphit-Reaktor	Natürliches Uran	Graphit	Gas	Graphit	4000···30000	$5 \cdot 10^{11} \cdots 5 \cdot 10^{12}$
Natururan-Schwerwasser-Reaktor	Natürliches Uran	Schweres Wasser	Schweres Wasser Leichtes Wasser	Schweres Wasser Graphit	300···40000	$5 \cdot 10^{11} \cdots 6 \cdot 10^{13}$
Homogener Reaktor-Wasser-kocher	U^{235} als Salz gelöst	Leichtes Wasser	Leichtes Wasser	Graphit	10···50	$10^{11} \cdots 2 \cdot 10^{12}$
Schwimmbad-reaktor	U^{235} zu 20% bis 90% angereich. in U-Al-Legierung	Leichtes Wasser	Leichtes Wasser	Leichtes Wasser Graphit	100···1000 (5000)	$10^{12} \cdots 5 \cdot 10^{13}$
Leichtwasser-Tankreaktor	U^{235} zu 20% bis 90% angereichert	Leichtes Wasser	Leichtes Wasser	Leichtes Wasser Beryllium Graphit	3000···30000	$10^{13} \cdots 2 \cdot 10^{14}$
Schwerwasser-Tankreaktor	U^{235} zu 20% bis 90% angereichert	Schweres Wasser	Schweres Wasser	Schweres Wasser Graphit	3000···20000	$10^{13} \cdots 10^{14}$

so kann man die Büchse in wenigen Sekunden zwischen Meßanordnung und Reaktorkern hin- und herbewegen. Die pneumatische Rohrpostbüchse wird ähnlich wie die Kapsel einer Rohrpostanlage mit Druckluft befördert. Während der Bestrahlung ist die Rohrleitung evakuiert, um die Bildung von radioaktivem Argon in Luft zu vermeiden. Rohrpostbüchsen führt man meist in gekrümmten Rohren durch die Abschirmung hindurch. Man verhindert so den direkten Austritt von Strahlung. — Die hydraulische Büchse (Batelle Memorial Institut Columbus Ohio) wird mit Wasser angetrieben, das durch eine Pumpe in das Führungsrohr eingepreßt wird. Mit einem Ventil läßt sich die Richtung wechseln, in der die Büchse bewegt wird. Bei der hydraulischen Büchse bildet das Wasser eine dauernd wirksame Abschirmung.

Zur Filterung oder Umwandlung der vom Reaktor ausgehenden Strahlung dienen folgende Einrichtungen[1]):

Das Neutronenfenster, eine etwa 20 cm dicke Wismutplatte, hält einen großen Teil der Gamma-Strahlung zurück und läßt die Neutronen hindurch.

Die Thermische Säule ist aus Graphitblöcken aufgebaut. Sie hat einen quadratischen Querschnitt von mindestens $1 \times 1\ m^2$ und ist bis zu 1,5 m lang. Die Neutronen, die diese Säule durchsetzen, werden auf thermische Energie abgebremst. Zwischen Säule und Reaktorkern ist eine etwa 10 cm dicke Bleiplatte eingeschaltet, die die Gamma-Strahlung schwächt. Die Säule enthält kleine Aussparungen, in denen Proben mit rein thermischen Neutronen bestrahlt werden können.

Der Urankonverter[2]) besteht aus einer 3 mm dicken Platte von U^{235} mit 10 cm Durchmesser. Bei Bestrahlung mit thermischen Neutronen liefert sie reine unmoderierte Spaltneutronen mit thermischen Neutronen. Die letzteren lassen sich mit einem Cd-Absorber abtrennen.

Die Wirkung eines Kristallfilters beruht auf der Vielfachbeugung der Neutronen an Mikrokristallen. Infolge dieser Vielfachbeugung werden aus einem Parallelstrahlenbündel alle Wellenlängen unterhalb der doppelten Gitterkonstante herausgestreut, während die längeren Wellen, d. h. die langsameren Neutronen, ungeschwächt hindurchgehen.

3.612 2 Strahlsysteme

Das Strahlsystem eines Reaktors kann folgende Einrichtungen erhalten:

Die Strahlrohre. Es sind Aluminiumrohre von meist 10 bis 15 cm Durchmesser, die durch die Abschirmung des Reaktors hindurch bis auf etwa 1 cm an den Reaktorkern heranführen und an dieser Stelle mit einer etwa 1 cm dicken Aluminiumplatte abgeschlossen sind. In diese Rohre setzt man Pflöcke aus Graphit, Beton oder Eisen ein, durch die Kanäle hindurchführen. Durch diese Kanäle hindurch erhält man ein gut ausgeblendetes Bündel von Neutronen. Die Luft aus den Strahlrohren wird laufend abgesaugt und ins Freie geleitet, um eine Anreicherung von radioaktivem Argon (A^{41}) zu verhindern. Bei Nichtgebrauch werden die Strahlrohre mit Holzpflöcken und Betonpflöcken ausgefüllt. Man unterscheidet fest eingebaute Strahlrohre, abnehmbare Strahlrohre und zurückziehbare Strahlrohre. Letztere können etwa 10 cm weit zurückgezogen werden, so daß z. B. zwischen Reaktorkern und Strahlrohr Reflektorelemente eingesetzt werden können. Fast denselben Effekt erreicht man, indem man den vorderen Teil des Strahlrohrs mit Graphit ausfüllt und mit Graphit umgibt.

Die Strahlrohre werden normalerweise horizontal verlegt. Die Höhe der Achse über dem Erdboden soll nicht mehr als etwa einen Meter betragen, damit die Augen eines

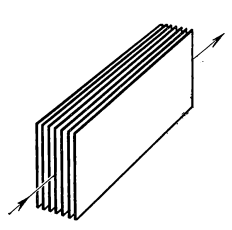
---

[1]) Hughes, D. J., Pile Neutron Research, Cambridge 1952, Mass. 1953.

[2]) Hughes, D. J., u. a., Phys. Rev. **75** (1949), 1781.

Experimentators auch bei unvorsichtigem Verhalten nicht gefährdet sind. Neben den Strahlrohren, die direkt auf den Reaktorkern zeigen, benutzt man Strahlrohre, die entweder durch den Kern hindurchgehen (glory holes) oder an ihm vorbeigehen. Aus solchen Rohren kann man Strahlung ziehen, die bevorzugt von einem in das Rohr eingeführten Gegenstand ausgeht. Diese Rohre eignen sich auch als Rohrpostleitungen für Arbeiten mit sehr kurzlebigen Isotopen.

Kollimatoren, Monochromotoren und Polarisatoren. Ein Kollimator[1]) blendet aus einem diffusen Neutronenbündel Neutronen aus, deren Richtung von der Achsenebene des Bündels höchstens um einen sehr kleinen (bis herab zu 0,1°), durch die geometrische Abmessung des Kollimators bestimmten Winkel abweicht.
Der Kollimator besteht aus mehreren parallelen Blechstreifen (Fig. **728.1**). Das geeignetste Material ist Eisenblech. Durch eine besondere Halterung sorgt man dafür, daß die Bleche exakt planparallel zueinander verlaufen. Der erste Kollimator eines Strahlsystems wird in das Strahlrohr eingesetzt. Seine Oberflächen werden mit Cadmiumblech abgeschirmt, um eine überflüssige Aktivierung des Eisens durch die von der Seite herein diffundierenden thermischen Neutronen zu vermeiden.



728.1 Prinzip des Neutronenkollimators

Der Kristallmonochromator besteht aus einer Einkristallplatte, z. B. aus LiF oder Kupfer. Durch Braggsche Reflexion kann man, entsprechend der Braggschen Formel

$$n\,\lambda = 2\,d \sin \Theta$$

monochromatische Neutronen erhalten, wenn die Wellenlänge der Neutronen λ mindestens gleich der doppelten Gitterkonstanten ist. Für sehr kleine Wellenlängen überlappen sich die Beugungsspektren verschiedener Ordnungen. Deshalb lassen sich Kristallmonochromatoren oberhalb 10 eV nicht mehr anwenden.

Der mechanische Monochromator für sehr langsame Neutronen besteht aus einem zylindrischen Rotor, der von dicht nebeneinanderliegenden, schraubenförmigen Nuten durchzogen ist. Bei einer bestimmten Umdrehungsgeschwindigkeit läßt er nur Neutronen eines bestimmten Geschwindigkeitsintervalls hindurch. Man benutzt ihn oft, um in einem von einem Kristallmonochromator ausgehenden Bündel die Beugungsanteile höherer Ordnung auszusondern[2]).

Der schnelle „Zerhacker" (chopper) wählt Neutronen einheitlicher Geschwindigkeit nach einer Laufzeitmethode aus. Er besteht aus einem geschlitzten Rotor, der das Neutronenbündel in kleine Pakete zerhackt, einem Laufrohr (bis zu 100 m lang), das entweder mit Helium gefüllt oder evakuiert ist, und einer Meßanordnung, die die Neutronen zählt und dabei nach Laufzeiten sortiert. Schaltet man zwischen Rotor und Meßanordnung einen Absorber, so kann man damit ein Absorptionsspektrum aufnehmen. Solche Messungen sind bis zu 10 keV möglich. Der Zerhacker liefert im Gegensatz zu den Monochromatoren keine Neutronenstrahlen einheitlicher Geschwindigkeit. Deshalb kann man damit z. B. nicht Messungen der Aktivierungsquerschnitte vornehmen.

Unter der Polarisation von Neutronen versteht man die Ausrichtung ihrer Spinachsen. Diese Polarisation tritt bei der Beugung, Brechung und Reflexion von Neutronenbündeln in hochmagnetisiertem Eisen oder Kobalt auf. Die wirksamste Methode bedient sich der Reflexion eines Neutronenbündels an einem magnetisch gesättigten Kobaltspiegel. Der Kobaltspiegel (10 × 25 cm²) sitzt zwischen den Polen eines starken

[1]) Sailor, V. L., u. a., Rev. Sci. Instr. **27** (1956), 26.
[2]) Holt, N., Rev. Sci. Instr. **28** (1957), 1.

Elektromagneten. Läßt man auf einen solchen Spiegel Neutronen flach auftreffen, so werden Neutronen des einen Spinzustandes fast gar nicht, die des andern Spinzustandes total reflektiert. Man erhält so praktisch vollständige Polarisation. Ein zweiter Spiegel dieser Art kann als Analysator dienen. Die Depolarisation des Neutronenbündels zwischen den beiden Spiegeln läßt sich durch eine magnetische Abschirmung und eine Umformung des Streufelds unterbinden.

3.613 Abschirmmaterial und Hilfsgeräte

Beim Forschungsbetrieb an einem Reaktor werden große Mengen von beweglichem Abschirmmaterial gebraucht. Dieses schwere Material muß transportiert und eingebaut werden. Viele Manipulationen müssen über große Abstände hinweg durchgeführt werden.

3.613 1 Das Abschirmmaterial[1])

Wir unterscheiden Pflöcke, die in Strahlrohre, Sackrohre (thimbles) und Luken eingesetzt werden, und Blöcke, die zum Aufbau von Abschirmwänden und Strahlenfängern verwendet werden. Pflöcke: Zur Abschirmung von Gamma-Strahlen dienen Schwerbetonzylinder, die mit einem Aluminiummantel umgeben sind, Eisenzylinder und Bleizylinder. Zur Handhabung erhalten sie entweder ein Muttergewinde oder einen versenkten Griff, an dem sie mit einem Haken gefaßt werden können. Zur Moderation schneller Neutronen nimmt man Graphitzylinder, Zylinder aus Preßholz oder Paraffinzylinder in Metallbüchsen. Langsame Neutronen fängt man mit Scheiben aus Cadmium, Boral oder lithiumfluoridhaltigem Material ab. Boral ist eine Legierung aus Bor und Aluminium. Lithium hat den Vorteil, daß bei der Absorption der Neutronen keine Gamma-Strahlung entsteht. Häufig kombiniert man die Moderation der schnellen Neutronen mit der Absorption der langsamen. Zum Beispiel läßt sich geschmolzenes Paraffin mit Borsäurekristallen mischen. Für Leitungen, die durch Pflöcke hindurchgeführt werden müssen, werden Nuten eingeschnitten, die entweder schraubenförmig verlaufen oder stufenweise versetzt sind, so daß keine direkte Strahlung austreten kann. Blöcke: Die Zusammensetzung der Blöcke zur Abschirmung der verschiedenen Strahlenarten ist dieselbe wie die der Pflöcke. Betonblöcke brauchen im Gegensatz zu den Pflöcken keine Metallhülle. Eine eingegossene Gewindebuchse erleichtert ihre Handhabung. Blei wird in Form von Quadern $5 \times 10 \times 20\,\mathrm{cm}^3$ oder in Form von gefalzten Ziegeln verwendet. Zur Moderation schneller Neutronen ist besonders Preßholz (Masonite) geeignet. Es läßt sich leicht zu Abschirmblöcken verschiedener Form verarbeiten. In Brookhaven sind Abschirmblöcke $7{,}5 \times 15 \times 30\,\mathrm{cm}^3$ mit kombinierter Wirkung entwickelt worden. Sie haben 12 mm starke Eisenwände und sind mit einer Paraffin-Borsäure-Mischung gefüllt. Man baut dort außerdem Strahlenfänger für Neutronen, die Schichten aus LiF, Paraffin-Borsäure-Gemisch und Blei enthalten.

3.613 2 Transportbehälter

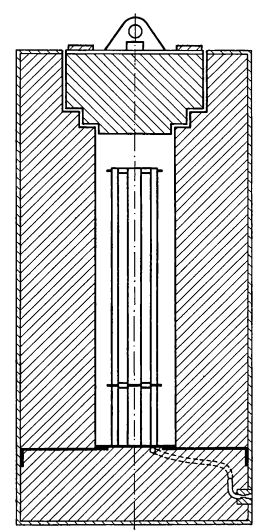
werden gebraucht, um Präparate, die bei der Bestrahlung stark aktiv geworden sind, zur Verarbeitung in die Laboratorien oder an einen Aufbewahrungsort zu transportieren. Fig. **730.1** zeigt einen Bleibehälter, in dem vier ausgebrannte Brennelemente eines Schwimmbadreaktors verschifft werden können. Sein Gewicht beträgt 9 t. Ein Behälter, in dem 200 c Co transportiert werden können, braucht etwa 12 cm dicke Bleiwände. Man stellt diesen Behälter her, indem man ein doppelwandiges Ge-

---

[1]) Stinson, W. P., Nucleonics **12**, Nr. 9 (1954), 50.

fäß aus nichtrostendem Stahl schweißt und die Hohlräume mit Blei ausgießt. Solche Behälter lassen sich leicht reinigen.

Für die Entnahme von aktiviertem Material benutzt man eine Vorrichtung, die man im englischen Coffin, zu deutsch „Sarg", nennt. Es ist ein dickwandiges horizontales Rohr, das auf einer verstellbaren Lafette gelagert ist. Das Ganze hat große Ähnlichkeit mit einem Geschütz. Die aktivierten Gegenstände werden mit einem langen eisernen Haken aus dem Strahlrohr in dieses Rohr hineingezogen. Die Öffnungen werden mit einem Stopfen verschlossen. Der Gegenstand kann dann abtransportiert werden.



730.1 Bleibehälter zum Transport ausgebrannter Brennelemente

3.613 3 Greifwerkzeuge und Transportvorrichtungen

Besondere Greifwerkzeuge[1]) werden gebraucht, um die Brennelemente, Reflektorelemente und Stopfen des Reaktors auszuwechseln oder umzusetzen, oder um Folienträger in die Brennelemente einzuführen. Beim Schwimmbadreaktor sind es z. B. etwa 8 m lange Aluminiumrohre, die am unteren Ende einen Haken oder eine Verriegelungsvorrichtung tragen. Am oberen Ende erhalten sie einen Griff und eine Vorrichtung, mit der die Verriegelung gelöst werden kann. Einfachere Werkzeuge braucht man, um Abschirmpflöcke aus den Strahlrohren herauszuziehen oder einzusetzen. Meist genügen Eisenhaken oder Stangen mit einem Bolzengewinde.

Viele dieser Werkzeuge werden in Verbindung mit der Krananlage eingesetzt, mit der jeder Reaktor ausgestattet ist. Rechteckige Reaktorhallen erhalten einen Laufkran, bei dem die Laufkatze längs der Kranbrücke beweglich ist und die Kranbrücke auf zwei Schienen fährt, so daß die ganze Halle überstrichen werden kann. In runden Reaktorhallen bevorzugt man eine kreisförmige Kranbahn. Die Kranbrücke überspannt den Kreis längs eines Durchmessers (Zirkularkran). Eine erheblich leichtere Ausführung erhält man, wenn man die Kranbrücke nur wenig länger als den Radius der Kranbahn macht und an einem Tragzapfen in der Achse der Halle lagert (Polarkran). Der Kran dient zum Transport von Abschirmmaterial und schweren Geräten in der Reaktorhalle und wird bei allen Umbauten am Reaktor gebraucht. Beim Schwimmbadreaktor z. B. setzt man damit das Tor ein, das Betriebsbecken und Speicherbecken voneinander trennt. An manchen Reaktoren werden ergänzend zum Kran sog. Gabelstapler verwendet. Das sind fahrbare Verladevorrichtungen, mit denen man z. B. schwere Abschirmblöcke übereinanderschichten kann. Gute Dienste leisten auch hydraulisch verstellbare Tische. Weitere Transportmittel sind niedere stabile Wagen mit Vollgummirädern und Schienenfahrzeuge. Bei Transportarbeiten empfiehlt es sich, Schuhe mit Stahleinlagen zu tragen, wie sie z. B. in Brookhaven üblich sind.

Eine andere Gruppe von Vorrichtungen dient zum Einstellen und Haltern von Geräten. Eine wichtige Einrichtung dieser Art ist die Instrumentenbrücke[2]) beim Schwimmbadreaktor. Sie überspannt das Becken wie die Reaktorbrücke. An ihr sitzt ein vertikaler Träger. An einem kleinen Wagen können Geräte bis zur Tiefe des Re-

[1]) Bolton, J. A., u. Calabretta, P. T., Nucleonics **13**, Nr. 6 (1955), 52.

[2]) Selected Reference Material US A.-E.-Programm Research Reactors, Washington 25, D. C. 1955, 96.

aktorkerns hinabgefahren werden. Die in Oak Ridge und in State College, Pa., gebauten Brücken erlauben eine Verstellung dieses Geräts nach drei Freiheitsgraden der Verschiebung und eine Drehung um eine senkrechte Achse.

Zur Erleichterung aller Manipulationen über große Entfernungen oder durch dicke Wasserschichten hindurch werden optische Hilfsmittel, Unterwasserleuchten[1]) und Periskope, eingesetzt.

3.614 Anlage, Belegschaft und Betrieb einer Reaktorstation

3.614 1 Anlage

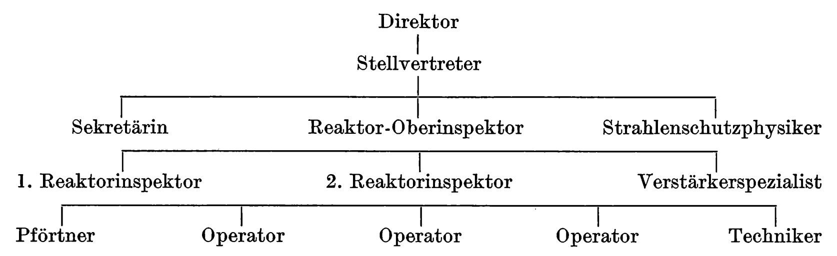
Die Reaktoranlage umfaßt die Reaktorhalle mit einer Schaltkabine, den Pumpraum mit dem Kühl- und Reinigungssystem, Vorratsbehälter für Kühlmittel und radioaktive Abwässer und Versorgungsanlagen für elektrischen Strom, Heizung und Lüftung.

Ein Forschungsreaktor läßt sich am besten ausnutzen, wenn er in unmittelbarer Nähe eines einschlägigen Forschungsinstituts aufgestellt wird. Er bildet außerdem ein wichtiges Hilfsmittel für andere Forschungszweige. Aus Sicherheitsgründen wird er jedoch häufig getrennt von einem Institut aufgestellt. In diesem Falle braucht man außer der Reaktoranlage physikalische Laboratorien, ein heißes Labor, Werkstätten und Verwaltungsräume.

3.614 2 Belegschaft

Die Besetzung einer Reaktoranlage[2]) hängt von der Größe der Anlage und dem Reaktortyp ab. Einige prinzipielle Forderungen gelten jedoch für jeden Reaktor.

Als Beispiel möge eine Aufstellung von R. Cochran, State College, Pa., gelten.



Vier Vertreter dieser Belegschaft sind besonders bemerkenswert: Der Reaktorinspektor, der Reaktoroperateur, der Verstärkerspezialist und der Strahlenschutzphysiker.

Der Reaktoroperator soll den Reaktor auf Sicherheit prüfen, sicher starten und zuverlässig abschalten können. Er soll praktische Erfahrung haben, 30- bis 40mal den Reaktor gestartet haben und bei allen am Reaktor auftretenden Vorfällen geeignete Maßnahmen treffen können. Daneben soll er die wichtigsten Zusammenhänge der Reaktorstatik und -dynamik kennen, die Reaktorverstärker dem Prinzip nach verstehen, die wichtigsten Daten seines Reaktors wissen und im Strahlenschutz bewandert sein. In den USA muß er in einer praktischen und theoretischen Prüfung vor einem Vertreter der AEC beweisen, daß er diesen Forderungen genügt.

Der Reaktorinspektor[3]) muß darüber hinaus imstande sein, wesentliche Teile der

[1]) Witman, C. J. R., Cochran, R. G., u. Rung R. D., Nucleonics **14**, Nr. 10 (1956), 84.
[2]) Powell, R. W., Nucleonics **11**, Nr. 10 (1953), 26.
[3]) Armstrong, R. H., u. Kleber, C. N., Nucleonics **15**, Nr. 3 (1957), 62.

Reaktoranlage, der Strahlenüberwachung und der Sicherheitsvorrichtungen zu prüfen. Er muß beurteilen, ob eine geplante experimentelle Anordnung mit der Sicherheit des Reaktorbetriebs verträglich ist, und die Verantwortung für alle Experimente mit dem Reaktor, insbesondere für die Änderung der Kernbeladung übernehmen können.

Der Verstärkerspezialist soll alle elektrischen Anlagen und Verstärker des Reaktors überprüfen, schadhafte Geräte auswechseln, den Fehler finden und beheben. Er soll außerdem die Entwicklung von Verstärkern für die am Reaktor betriebenen Apparaturen betreiben und Geräte dieser Art bauen können.

Der Strahlenschutzphysiker soll darüber wachen, daß keine der am Reaktor arbeitenden Personen eine unzulässige Strahlendosis bekommt und weder in noch außerhalb der Reaktoranlage radioaktive Verseuchung auftritt.

Die Gesamtdosis überwacht er mit Filmplaketten. Bei Arbeiten mit Strahlungsgefährdung gibt er den Beteiligten Taschendosimeter oder überwacht sie persönlich mit der tragbaren Ionisationskammer, z. B. dem „Cutie Pie“[1]). In derselben Weise prüft er, ob eine experimentelle Anordnung biologisch ausreichend abgeschirmt ist. Er entscheidet, ob eine geplante Versuchsanordnung vom Standpunkt des Strahlenschutzes zulässig ist.

Zur Untersuchung der Arbeitsräume in bezug auf Verseuchung macht er regelmäßig „Schmiertests“. Er benutzt dazu Scheiben aus Filtrierpapier, mit denen er verseuchungsverdächtige Flächen abreibt, die er anschließend mit dem Zählrohr untersucht. Außerdem führt er laufend die Luftüberwachung und Wasserüberwachung durch. Er ordnet die Reinigung verseuchter Flächen oder Gegenstände an, bestimmt, welche Gegenstände oder Stoffe zum radioaktiven Abfall geworfen werden müssen und wie dieser Abfall aufbewahrt wird. Er gibt an, wo eine besondere Arbeitskleidung zu tragen ist und wie sie zu reinigen ist. Schließlich ist er für die Eichung und Instandhaltung aller von ihm verwendeten Meßgeräte verantwortlich.

3.614 3 Der Betrieb eines Forschungsreaktors[2])

Dieser richtet sich nach dem Typ, nach Größe und Ausstattung der Anlage und nach ihrer Anwendung. Für kleinere Reaktoren sind nach amerikanischem Vorbild etwa folgende allgemeine Richtlinien zu empfehlen.

1. Das Reaktorgebäude darf nur von Befugten oder registrierten Personen betreten werden, und jede dieser Personen hat eine Filmplakette zu tragen.

2. Der Reaktor darf nur von Personen gestartet und in Gang gehalten werden, die eine Prüfung als Operator abgelegt haben. Die Verantwortung für alle Vorfälle, die mit dem Betrieb des Reaktors verbunden sind, trägt der diensthabende Operator.

3. Bei allen Manipulationen am laufenden Reaktor müssen Operator und Experimentator in Fernsprechverbindung stehen.

4. Der Strahlenwert in allen Räumen muß dauernd überwacht werden. Die Verantwortung dafür trägt der Strahlenschutzphysiker.

5. Prüfen, Starten und Abschalten des Reaktors erfolgt nach einem fest vorgeschriebenen Plan.

6. Jede Operation am Reaktor ist in das Logbuch einzutragen.

7. Alle Reaktorinstrumente und Verstärker müssen an Hand der Prüfvorschriften laufend überwacht werden.

8. Im Routinebetrieb muß außer dem Operator mindestens eine Person im Gebäude anwesend sein.

---

[1]) Moody, N. F., Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 236.
[2]) Graham, R. H., Nucleonics **13**, Nr. 3 (1955), 25.

9. Bei allen Operationen, bei denen sich die Reaktivität ändern kann, also Änderung der Reaktorladung, Zuführen oder Entfernen von Proben, müssen mindestens ein Reaktorinspektor, ein Operator und zwei weitere Personen anwesend sein.

10. Jede Versuchsanordnung am Reaktor und der Bestrahlungsplan müssen vor Ingangsetzung von einem Reaktorinspektor und dem Strahlenschutzphysiker geprüft werden.

3.62 Die verschiedenen Typen von Forschungsreaktoren

3.621 Die Entwicklung der Forschungsreaktoren

Die ersten Reaktoren, die für Forschungszwecke im engeren Sinn ausgenutzt wurden, benutzten als Brennstoff natürliches Uran, als Moderator Graphit und wurden meist mit Luft gekühlt. Beispiele dafür sind CP1 (100 W, 1942) CP2 (2 kW, 1943) in Argonne, X-10 (3,8 MW, 1943) in Oak Ridge, BNL Reaktor (30 MW, 1950) in Brookhaven und BEPO (4 MW) in Harwell. Diese Reaktoren lassen sich sehr vielseitig ausnutzen. Sie spielen die Hauptrolle in der Isotopenerzeugung. Ein solcher Reaktor kann eine große Zahl von Versuchsanordnungen der verschiedensten Art aufnehmen, die praktisch unabhängig voneinander betrieben werden können. Der Nachteil dieser Anlagen liegt darin, daß man sehr hohe Leistungen aufwenden muß, um eine starke Neutronenflußdichte zu erzeugen. Das bedingt sehr hohe Betriebskosten und zwingt dazu, die Forschung zu zentralisieren. Einige Verbesserungen in dieser Hinsicht brachte die Verwendung von schwerem Wasser als Moderator und Kühlmittel in CP 3 (300 kW, 1944) in Argonne, in NRX (40 MW, 1947) in Chalk River und in den Reaktoren in Chatillon und Oslo.

Die neuere Entwicklung geht von der Verwendung von natürlichem Uran für Forschungsreaktoren ab und zwar aus folgenden Gründen: Erstens möchte man den Reaktor auf einen bestimmten Verwendungszweck spezialisieren. So baut man z. B. Materialprüfreaktoren[1]). Sie sollen ununterbrochen mit einem starken Fluß von schnellen und thermischen Neutronen betrieben werden. Oder man baut Forschungsreaktoren. Sie sollen enggebündelte intensive Strahlung von Neutronen niederer Energie liefern und einen möglichst kleinen Untergrund an Gamma-Strahlung haben. Und schließlich baut man Reaktoren mit kleiner Leistung, die vielseitig verwendbar sein sollen und häufig an- und abgeschaltet werden können. Diese Reaktoren braucht man unter anderem für Ausbildungszwecke. Da es sich gezeigt hat, daß ein Reaktor für industrielle Zwecke um so besser ausgenutzt wird, je enger er mit den übrigen Forschungslaboratorien verbunden ist, hat die Entwicklung kleiner Reaktoranlagen stark zugenommen. In allen diesen Fällen ist es wirtschaftlicher, angereichertes Uran zu verwenden. In Ländern, in denen angereichertes Uran nicht beschafft werden kann, oder andere Gründe gegen seine Anwendung sprechen, werden die alten Typen weiterhin gebaut.

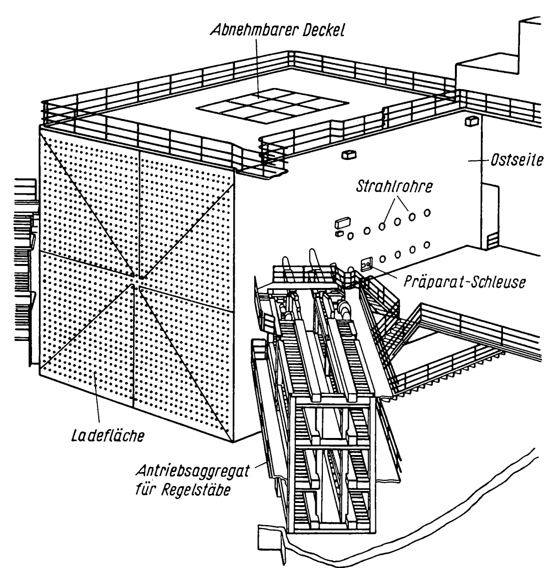
Die Entwicklung der neuen Reaktoren mit angereichertem Uran ging von drei Stellen aus: Los Alamos lieferte den homogenen Reaktor oder „Waterboiler", Oak Ridge den leichtwasser-moderierten Tank- und den Schwimmbadreaktor und Argonne den schwerwasser-moderierten Tankreaktor. Fast alle diese Typen werden heute industriell hergestellt. Die Leistungen dieser Reaktoren liegen bei den Wasserkochern zwischen 5 W und 50 kW mit Neutronenflußdichten bis zu $1,7 \cdot 10^{12}$ n/cm² s und bei den Schwimmbadreaktoren zwischen 100 kW und 1 MW mit maximal 10^{13} n/cm² s. Pläne für einen Schwimmbadreaktor mit 5 MW liegen vor. Schwerwasser-moderierte Tankreaktoren mit 10 MW und maximal $1,2 \cdot 10^{14}$ n/cm² s sind unter Vertrag.

In den folgenden Abschnitten wird ein Vertreter jedes Typs beschrieben.

[1]) Nucleonics **15**, Nr. 3 (1957), 42.

3.622 Der Natururan-Graphit-Reaktor

Im Natururan-Graphit-Reaktor dient natürliches Uran als Brennstoff, Graphit als Moderator. Die Kühlung erfolgt mit Gas. Ein Reaktor dieses Typs hat eine große kritische Masse und ein großes Volumen, muß also mit hoher Leistung betrieben werden. Er bietet Platz für eine große Anzahl von Forschungsapparaturen. Rationeller Betrieb und Ausnutzung eines solchen Reaktors ist nur in einem Forschungszentrum möglich.



734.1 Brookhaven-Reaktor (BNLR)

Der erste Reaktor der Welt, der CP1, der 1942 in Chicago kritisch wurde, war von diesem Typ. Neuere, für Forschungszwecke ausgenutzte Reaktoren dieser Art sind der X-10 in Oak Ridge mit 3,5 MW, $1{,}1 \cdot 10^{12}$ n/cm² s (1943), der BEPO in Harwell mit 6 MW, 2×10^{12} n/cm² s (1948) und der BNLR in Brookhaven mit 28 MW, $5 \cdot 10^{12}$ n/cm² s.

3.622 1 Der Brookhaven-Reaktor (Fig. **734.**1)

Dieser ist nach dem Vorbild des X-10 Oak Ridge gebaut worden. Er wurde im August 1950 in Betrieb genommen.

Als Brennstoff dienen Uranzylinder von 2,8 cm Durchmesser und 10 cm Länge. Dreiunddreißig solcher Zylinder werden in eine eng passende Al-Hülse eingesetzt, die 0,8 mm dick und mit 6 radialen Längsrippen versehen ist. Es entsteht ein Profil von 6 cm Durchmesser. Die fertig gefüllte 330 cm lange Patrone erhält noch eine Helium-Füllung. Das Helium sorgt für guten Wärmekontakt zwischen Uran und Al-Hülse, es verhindert die Oxydation des Urans und wird außerdem zur laufenden Überprüfung der Dichtigkeit benutzt.

Der Graphitkern ist aus 75 Lagen von 10 cm dicken Graphitblöcken aufgebaut. Er bildet einen Würfel von 7,5 m Kantenlänge. Durch einen vertikalen, 7 cm breiten Spalt wird er in zwei Halbwürfel unterteilt. Jeder Halbwürfel enthält 37 Reihen mit je 37 runden Kanälen von 6,5 cm Durchmesser, in die die Uran-Patronen eingeschoben werden. Zwischen diesen Kanälen und senkrecht zu ihrer Richtung verlaufen 30 quadratische Kanäle zur Ausnutzung der Strahlung mit 10×10 cm² Querschnitt. In Richtung der beiden Diagonalen der Grundfläche verlaufen je 8 Kanäle, in die die Steuerstäbe eingeführt werden können. Alle diese Kanäle und eine Reihe von anderen Öffnungen werden durch passende Aussparungen in den Graphitblöcken gebildet. Eine Verriegelung mit Graphitriegeln verhindert die gegenseitige Verschiebung der Blöcke. Bei Bestrahlung mit Neutronen wächst der Graphit. Durch Belastung von oben und mit seitlichen Federn wirkt man Verwerfungen und der Bildung von Spalten entgegen. Insgesamt enthält der Reaktor etwa 700 t Graphit und 100 t Uran.

Die Steuerung der Reaktion erfolgt durch 16 Steuerstäbe mit 1,75% Borgehalt. Sie haben einen Querschnitt von $5 \times 5\,cm^2$ und sind etwa 8 m lang. Sie können die Reaktivität um 3,5% herabsetzen. 14 Stäbe arbeiten als Sicherungsstäbe. Sie haben einen elektrohydraulischen Antrieb, der bei einem Alarmsignal innerhalb 3,5 s die Stäbe in den Reaktorkern einfährt. Bei Stromausfall liefert ein Schwungrad die dazu notwendige Energie. Als zusätzliche Sicherung stehen 4 Behälter mit Borstahlkugeln und ein Kessel mit Trichlorbenzin bereit. Im Notfall kann man die Kugeln von oben her in den Kern fallen lassen und das Trichlorbenzin in Rohren in den Kern einströmen lassen. In beiden Fällen wird der Reaktor abgeschaltet.

Zwei der Stäbe werden zur Regelung benutzt. Sie werden elektrisch angetrieben, und ihre Stellung wird auf $^1/_4$ mm genau angezeigt. Die Stellung der Sicherungsstäbe wird auf $\pm$ 1 mm angegeben.

Die Messung der Reaktorleistung erfolgt bis zu 100 W mit einem Zählkreis, der sich an ein BF_3-Zählrohr anschließt. Bis zu 300 W wird die Zählrate einer Spaltkammer benutzt. Für die höheren Leistungen sind kompensierte Ionisationskammern mit linearer und logarithmischer Anzeige vorgesehen. Außerdem wird die Leistung thermisch gemessen. Ein umfangreiches Sicherungssystem sorgt bei jeder Gefahr für die sofortige Abschaltung des Reaktors.

Die Kühlung des Reaktorkerns erfolgt mit vorgefilterter, atmosphärischer Luft. Sie strömt durch den vertikalen Spalt von allen Seiten in die Mitte des Kerns ein. Von da strömt sie nach beiden Seiten durch die Brennstoffkanäle nach außen und führt dabei die im Uran gebildete Wärme ab. Pro cm^2 Uranfläche müssen 12 W entzogen werden. Die Temperatur der Al-Hülse darf dabei nicht über 350 °C ansteigen. Die aus den Kanälen austretende Luft gelangt auf der Südseite und Nordseite des Reaktors in große Abzugkammern und strömt nach unten in die beiden Abzugkanäle. Sie durchsetzt dann Filter, die mehr als 95% aller Teilchen über 5 μ abfangen. Ein Wasserkühler setzt die Temperatur herab, reduziert so das Fördervolumen und damit die Pumpleistung. Mit Venturidüsen wird die Förderleistung gemessen. 5 Ventilatoren, die von 1500 PS-Motoren angetrieben werden, blasen die Luft durch einen 96 m hohen Schornstein ins Freie. In der Stunde müssen etwa 750 t Luft gefördert werden.

Die Abschirmung ist so bemessen, daß das Reaktorpersonal weniger als 5 mr in 8 Stunden erhält. Sie setzt sich aus folgenden Schichten zusammen: Eine doppelwandige thermische Abschirmung aus Stahl, 15 cm stark, die durch ein sekundäres Kühlsystem mit Luft gekühlt wird. Sie schützt die daran anschließende 128 cm dicke Schicht aus Schwerbeton vor einer Dehydrierung, die oberhalb 100 °C auftritt. Der Beton enthält Eisenerz und Schrott. Seine Dichte beträgt 4,6 g/cm^3. Eine 7,5 cm dicke Stahlplatte bildet den Abschluß. Der ganze Block, d. h. der Reaktorkern mit Abzugskammern und Abschirmung hat eine Höhe von 10 m, eine Länge von 16,5 m und eine Breite von 11,1 m.

Für die experimentelle Ausnutzung stehen folgende Öffnungen zur Verfügung: 30 quadratische horizontale Kanäle mit $10 \times 10\,cm^2$ Querschnitt, 1 Kanal $30 \times 30\,cm^2$, ein endloses Präparatförderband, 11 pneumatische Rohre, 16 abnehmbare Blöcke auf der Oberseite des Reaktors mit je $1{,}2 \times 1{,}2\,m^2$ Fläche, 30 zusätzliche Brennstoffkanäle und zwei Tunnels unter dem Reaktor zur Bestrahlung großer Gegenstände. Öffnungen, die nicht ausgenutzt werden, können mit Pflöcken aus Graphit, Beton und Stahl verschlossen werden.

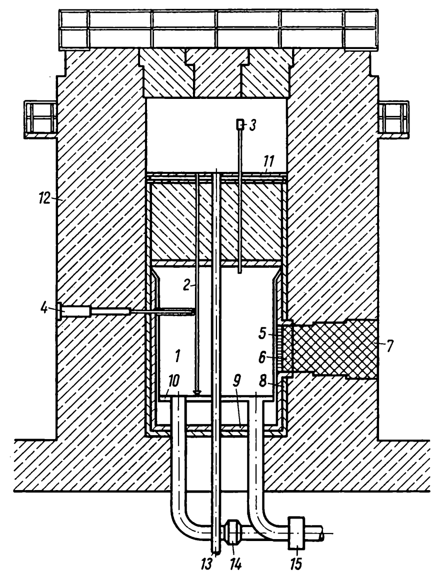
Die Beladung und Entladung des Kerns erfolgt für alle Brennstoffkanäle von einer verstellbaren Plattform auf der Südseite des Reaktors. Mit Hilfe von Periskopen läßt sich das Einschleusen der Brennelemente beobachten. Ausgebrauchte Brennelemente werden in einen 6 m tiefen Wasserkanal eingeführt und dort bis zur Wiederverarbeitung gespeichert.

An Stelle von natürlichem Uran wird der BNL-Reaktor in neuerer Zeit teilweise mit angereichertem Uran betrieben.

3.623 Der Natururan-Schwerwasser-Reaktor

Im Natururan-Schwerwasser-Reaktor dient natürliches Uran als Brennstoff, schweres Wasser als Moderator. Einige dieser Reaktoren haben einen Graphitreflektor. Als Kühlmittel wird schweres Wasser, leichtes Wasser oder Gas (Saclay, Frankreich) verwendet. Die kritische Masse ist wesentlich kleiner als bei den Graphitreaktoren. Sie sind deshalb im Betrieb wirtschaftlicher.

Erster Reaktor dieser Art war der CP 3 in Argonne mit 300 kW, 10^{12} n/cm² s (1944). Es folgten u. a. der NRX, Chalk River, Canada, mit 40 MW, $6{,}8 \cdot 10^{13}$ n/cm² s (1947), der ZOE, Chatillon, Frankreich, mit 150 kW, $3 \cdot 10^{10}$ n/cm² s (1948), ein russischer Reaktor mit 600 kW, $2 \cdot 10^{12}$ n/cm² s (1949), der JEEP, Kjeller, Norwegen, mit 350 kW, 10^{12} n/cm² s (1951) und der P-2, Saclay, Frankreich mit 2 MW, $7 \cdot 10^{12}$ n/cm² s (1952). Andere Reaktoren dieses Typs werden zur Zeit aufgestellt.



736.1 Karlsruher Forschungsreaktor (FR 2). 1 Schwerwassertank, 2 Brennelement, 3 Regelstab, 4 Horizontaler Bestrahlungskanal, 5 Wismutfenster, 6 Innerer Graphitblock, 7 Äußerer Graphitblock (zwischen innerem und äußerem Graphitblock befindet sich ein Boralfenster), 8 Stahltank, 9 Bleiabschirmung, 10 Aluminiumtank, 11 Deckel, 12 Biologischer Schild, 13 Zentralloop, 14 Zuführung zum Wärmetauscher, 15 Schwerwasserzuführung

3.623 1 Forschungsreaktor FR 2, Karlsruhe[1])

Dieser Reaktor ist von der Kernreaktor-Bau- und Betriebs-Gesellschaft mbH entworfen worden und wird in eigener Regie errichtet. Er wird mit einer Leistung von 12 MW betrieben werden. Die thermische Flußdichte in der Mitte des Kerns soll $3 \cdot 10^{13}$ n/cm² s erreichen.

Der Reaktor wird mehreren Zwecken dienen. Erstens sollen damit Untersuchungen durchgeführt werden, die für die Entwicklung von Kraftwerksreaktoren notwendig sind, z. B. die Erprobung von Brennelementen in Loops oder die Konversion von Thorium. Zweitens soll die Produktion von Isotopen aufgenommen werden. Drittens wird er für die kernphysikalische Forschung eingesetzt und viertens wird er Ausbildungszwecken dienen.

Der Reaktorkern (Fig. **736.1**) enthält 158 Uranstäbe mit einem Durchmesser von 3,2 cm und einer Länge von etwa 2 m. Sie sind mit einer 1 mm starken Aluminiumhaut verkleidet. Sie stehen in einer quadratischen Gitteranordnung im Abstand von 16,8 cm und bilden so einen zylindrischen Kern von 216 cm Höhe und 260 cm Durchmesser. Dieser Kern sitzt in einem mit schwerem Wasser gefüllten zylindrischen Tank von 310 cm Durchmesser. Das schwere Wasser dient im Kern als Moderator. Die den Kern umgebende 25 cm dicke Schicht wirkt als Reflektor. Insgesamt enthält der Reaktor 5 t natürliches Uran und 17 t schweres Wasser.

---

[1]) Die Beschreibung stützt sich auf eine Mitteilung von Herrn Dr. Wagner, Kernreaktor-Bau- und Betriebs-GmbH, Karlsruhe.

Zur Steuerung des Reaktors dienen 16 Sicherungsstäbe und ein Feinregelstab. Der Regelstab läuft in etwa 65 cm Abstand von der Achse des Reaktorkerns.

Die Kühlung erfolgt über ein primäres und ein sekundäres Kühlsystem. Im primären Kühlsystem wird schweres Wasser durch die 4 mm breiten Kühlschlitze der Brennelemente hindurchgepumpt. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 6,3 m/s werden je cm^2 Oberfläche maximal 90 W abgeführt. Das schwere Wasser tritt aus den Brennelementen in den Tank über und strömt von da durch den Wärmetauscher und zurück zum Reaktorkern. Der Wärmetauscher gibt die Wärme an das sekundäre Kühlsystem ab, das von gewöhnlichem Wasser durchflossen wird. In beiden Systemen werden je Stunde 1300 m^3 gefördert.

Die Abschirmung setzt sich aus folgenden Schichten zusammen: Der 12 mm starke Aluminiumtank ist von einem 33 mm dicken Kühlluftspalt umgeben. Die daran anschließende thermische Abschirmung umfaßt eine 10 mm starke Boralschicht auf der Innenseite eines 15 mm dicken Stahltanks und eine 60 mm dicke Bleischicht in einem 12 cm starken Tank aus Gußeisen. Sie enthält eine große Zahl von Kühlluftschlitzen. Eine 2,4 m dicke Mauer aus Schwerbeton bildet die biologische Abschirmung.

Für die geplanten Untersuchungen und für die Erzeugung von Isotopen sind folgende Einrichtungen vorgesehen: Ein zentrales durchgehendes Rohr mit 20 cm Durchmesser und zwei exzentrische durchgehende Rohre mit 10 cm Durchmesser. In diesen Rohren können Loop-Experimente durchgeführt werden. Am Rande des Reaktorkerns können 30 Thoriumstäbe eingesetzt werden. 33 senkrechte Kanäle mit 5,4 cm Durchmesser stehen für die Isotopenproduktion zur Verfügung. Für die physikalische Forschung werden 13 horizontale Strahlrohre und eine thermische Säule bereitstehen. Drei Strahlrohre sind durchgehend. Sie können auch als Rohrpostrohre benutzt werden. Drei Strahlrohre gehen in den Reaktorkern hinein. Sieben reichen nur bis in den Reflektor. Die thermische Säule reicht bis dicht an den Aluminiumtank heran. Sie ist mit einem Wismutfenster gegen Gamma-Strahlung abgeschirmt und enthält 8 vertikale und 6 horizontale Bestrahlungskanäle.

3.624 Der Wasserkocher-Reaktor

Im Wasserkocher-Reaktor benutzt man als Brennstoff und Moderator die wässerige Lösung eines Salzes aus angereichertem Uran. Sie ist in einem kugelförmigen Behälter eingeschlossen. Die kritische Masse ist bei kleinen Reaktoren dieser Art weniger als 0,7 kg. Man erhält also relativ hohe Neutronenflußdichte bei kleiner Leistung.

Der erste Reaktor dieses Typs, LOPO, wurde in Los Alamos[1]) entwickelt und im Mai 1944 kritisch. Seine Leistung betrug nur $^1/_{20}$ W. Es folgten dann HYPO mit 5,5 kW und SUPO (1951) mit 45 kW. In der Folgezeit wurden Wasserkocher-Reaktoren auch in anderen Laboratorien gebaut und von verschiedenen Firmen fabrikmäßig hergestellt. In Livermore (Kalifornien) wurde 1953 ein homogener 500 W-Reaktor fertiggestellt, in North Carolina ein 10 kW-Reaktor. Die Firmen Atomics International, Babcock und Wilcox, Arojet-General Nucleonics bieten homogene Forschungsreaktoren von 5 W bis zu 50 kW mit einer Neutronenflußdichte bis zu $1{,}7 \cdot 10^{12}$ n/cm^2 s an. Andere Stellen befassen sich mit der Entwicklung und Herstellung von homogenen Leistungsreaktoren[2]).

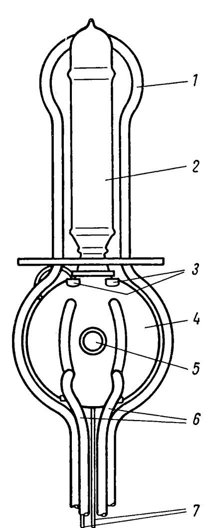
Im folgenden wird eine ausführliche Beschreibung des Reaktors gegeben, der von der Firma Atomics International für das Armour Research Laboratory in Chicago gebaut wurde. Diese Firma wird Reaktoren dieses Typs in Frankfurt, Tokio, West-Berlin und Kopenhagen aufstellen. Besonderheiten anderer homogener Forschungsreaktoren werden anschließend behandelt.

---

[1]) Los Alamos Rep., Rev. Sci. Instr. **22** (1951), 489.
[2]) Gall, W. R., Nucleonics **14**, Nr. 10 (1956), 32.

3.624 1 Der Armour Research-Reaktor

Er besteht aus dem Kern und den Systemen zur Gasaufbereitung, Brennstoffaufbereitung, Kühlung, Regelung und Sicherung. Diese Komponenten sitzen in einer Abschirmung, die einen Graphit-Reflektor, mehrere Strahlrohre und Bestrahlungseinrichtungen aufnimmt. Die Steuerung erfolgt von einem räumlich abgetrennten Steuerpult aus. Die Reaktoranlage bildet einen Teil des großen Forschungsinstituts für Physik und Elektrotechnik des Illinois Institute of Technology. Dieses Institut enthält Laboratorien für Kernphysik und Radiochemie.



738.1
Reaktorkern eines Wasserkochers. 1 Gasablaßrohr, 2 Überlauftank, 3 Fingerhuteinführungen für Steuerstäbe, 4 Behälter, 5 horizontales durchgehendes Strahlrohr, 6 Kühlleitungen, 7 Leitungen zum Füllen und Ablassen der Brennstofflösung

Der Reaktorkern (Fig. **738.1**) ist aus dem kugelförmigen Behälter und dem zylindrischen Überlauftank zusammengesetzt. Beide sind aus nichtrostendem Stahl hergestellt. Im Behälter sitzen eine Kühlschlange, 4 vertikale fingerhutförmige Einführungen für die Steuerstäbe, ein horizontales durchgehendes Strahlrohr, Leitungen zum Füllen und Ablassen der Brennstofflösung und ein Gasablaßrohr, das zum Überlauftank und Gasaufbereitungssystem führt.

Der Behälter hat etwa 30 cm Durchmesser und nimmt 15 l Brennstofflösung auf. Sie enthält 950 g U^{235}, das als UO_2SO_4 in leichtem Wasser gelöst ist. Die Verwendung von Uranylsulfat hat gegenüber dem in den ersten Reaktoren verwendeten Uranylnitrat den Vorteil, daß kein Stickstoff gebildet wird. Die Anreicherung beträgt 90%. Die kritische Masse liegt bei 850 g U^{235}. Zur Kompensation des Temperatureffekts und der Absorption durch Bauteile im Kern und durch Strahlrohre sind weitere 100 g U^{235} entsprechend einer Überschußreaktivität von 3% erforderlich. Die Reaktivität verringert sich bei einer Temperaturerhöhung von 1 °C um 0,029%. Bei 50 kW Leistung beträgt die thermische Flußdichte $1{,}7 \cdot 10^{12}$ n/cm² s. Die Temperatur steigt dabei bis auf 80 °C an.

Vom Überlauftank ragt ein Rohr in den Brennstoffbehälter. Für den Fall, daß die Leistung übermäßig ansteigt, steigt die Flüssigkeit im Steigrohr in den Überlauftank. Auf diese Weise können etwa 2 l Lösung austreten. Dies genügt, um den Reaktor unterkritisch zu machen. Durch eine kleine Öffnung im Boden des Überlauftanks kann sie langsam in den Brennstoffbehälter zurückfließen.

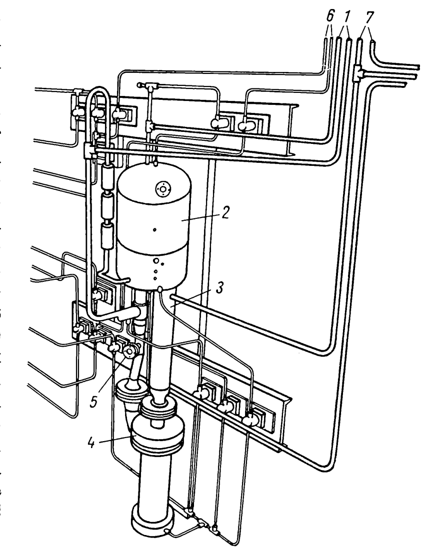
Der Reaktionsbehälter kann völlig in einen Vorratsbehälter entleert werden, der in einem abgeschirmten Gewölbe unterhalb des Reaktors liegt. Infolge seiner langgestreckten Form ist die Lösung in diesem Behälter mit Sicherheit unterkritisch. Mit ferngesteuerten Ventilen können Reaktionsbehälter und Vorratsbehälter wechselseitig gefüllt oder entleert werden, indem sie entweder evakuiert oder unter Druck gesetzt werden. Im Betrieb treten aus der Brennstofflösung neben Wasserdampf gasförmige Spaltprodukte und eine radiolytisch gebildete Wasserstoff-Sauerstoff-Mischung aus (etwa 28 l je 100 kW und Minute).

Im Gasaufbereitungssystem[1]) (Fig. **739.1**) werden die gasförmigen Spaltprodukte ausgeschieden und das Knallgas zu Wasser rekombiniert. Etwa 4% der Reaktorleistung werden bei dieser Rekombination als Wärme frei. Das System ist unterhalb des Reaktors angeordnet. Es besteht im wesentlichen aus dem Rekombinationstank mit einem

[1]) King, L. D. P., u. a., Nucleonics **11**, Nr. 9 (1953), 25.

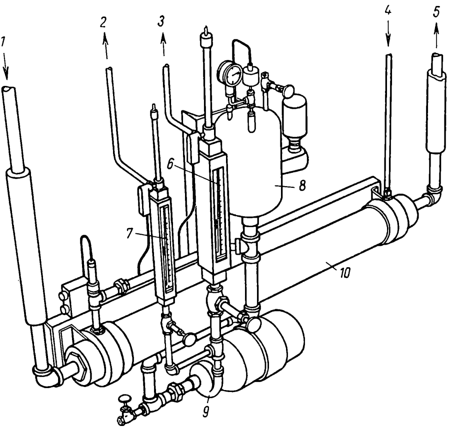
Wasserkreislaufsystem, das eine Wasserstrahlpumpe betreibt, aus Ventilen und Rohrleitungen für Gase, Flüssigkeiten und für das Kühlwasser.

Das Gasaufbereitungssystem ist mit Sauerstoff gefüllt. Er wirkt als Trägergas für die aus dem Reaktorkern austretenden Gase und fördert zugleich die Rekombinierung des Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisches. Seine Zirkulation wird durch den Druckabfall an der Wasserstrahldüse bewirkt, die pro Minute etwa 225 l befördert. Sie ist mit dem oberen Teil des Rekombiniertanks verbunden. (In Fig. **739.1** ist diese Rohrleitung nicht eingezeichnet.) Das Wasser strömt vom Rekombiniertank durch einen Kühler zu einer gekapselten Rohrpumpe, wird von der Pumpe durch eine Düse gepreßt und kehrt von da wieder in den Rekombiniertank zurück. Im Kühler wird die bei der Rekombination entstehende Wärme abgeführt, so daß die Temperatur im Tank nicht über 50 °C ansteigt.



739.1 Gasaufbereitungssystem eines Wasserkochers. 1 Gas-Zu- und Ableitung des Reaktorkerns, 2 Rekombinationstank, 3 Kühler (Wärmetauscher), 4 Pumpe, 5 Druckabfalldüse, 6 Abfluß und Zufluß des Reaktorkerns, 7 Kühlleitungen des Reaktorkerns

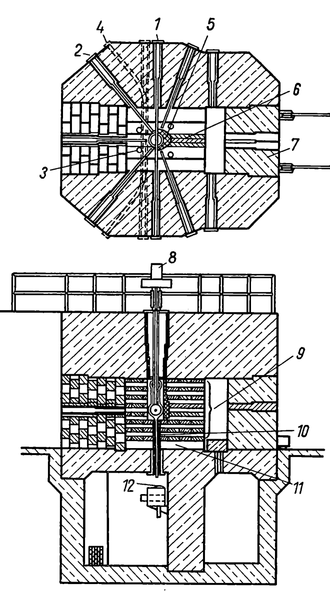
Das im Reaktorkern entstehende Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisch steigt im Überlauftank hoch, passiert ein Filter und wird mit dem Gasstrom in ein Absetzbecken unter dem Reaktor geführt. Es wird noch zweimal gefiltert und tritt dann in die Rekombinierkammer des Rekombinationstanks ein. Diese Kammer ist mit kleinen Aluminiumzylindern gefüllt, die mit einem Platin-Katalysator bedeckt sind. Ihre Temperatur liegt etwas über 100 °C, so daß der Wasserdampf nicht kondensiert. Der von der Rekombinationskammer abwärts strömende Wasserdampf wird im Kühler kondensiert. Das entstehende Wasser wird vom Trägergas zum Reaktorkern zurückgeführt. Es tropft vom Überlauftank auf das Kerneingeweide und wäscht dabei Filter und Wände, bevor es sich wieder mit der Brennstofflösung vereinigt.



739.2 Kühlsystem eines Wasserkochers. 1 Leitungswasseranschluß, 2 Zum Kühler des Rekombinationstanks, 3 Zum Reaktorkern, 4 Vom Reaktorkern und vom Kühler, 5 Abfluß, 6 Flußmesser zum Reaktorkern, 7 Flußmesser zum Kühler, 8 Fluttank, 9 Pumpe, 10 Wärmetauscher

Das Kühlsystem (Fig. **739.2**) ist in einem zweiten Raum unterhalb des Reaktors aufgestellt. Es zerfällt in den primären und in den sekundären Kreislauf. Als primäres Kühlmittel dient destilliertes Wasser. Es

fließt aus der Kühlschlange des Kerns und dem Kühler des Rekombinationstanks in einer gemeinsamen Leitung durch den Wärmetauscher und eine Leitfähigkeitsmeßzelle. Über einen Fluttank von 17 l Inhalt, der als Reservoir dient und eine Ausdehnung des Kühlwassers ermöglicht, tritt es in eine Zentrifugalpumpe ein. Von da teilt es sich in einen Hauptstrom, der zur Kühlschlange des Reaktorkerns führt, und einen Nebenstrom, der zum Kühler des Rekombinationstanks fließt. Mit Hilfe zweier Drosselventile lassen sich diese beiden Ströme abgleichen. Zwei Durchflußmesser zeigen den Kühlfluß in den beiden Verzweigungen an. Die sekundäre Kühlung des Wärmetauschers kann an die städtische Wasserleitung angeschlossen werden. Das abströmende Wasser kann in das öffentliche Kanalisationssystem abgeleitet werden, da es vom primären Kreislauf völlig getrennt ist. Eine laufende Überprüfung des Wassers zeigt jeden Defekt sofort an. In diesem Falle kann es vom öffentlichen Leitungssystem abgeschaltet werden.



740.1 Abschirmung, Reflektor, Antriebsaggregat, Strahlsystem und Bestrahlungseinrichtungen eines Wasserkochers. 1 Durchgehendes Strahlrohr, 2 Horizontales Strahlrohr, 3 Vertikales Strahlrohr (Fingerhutkammer), 4 Pneumatisches Rohr, 5 Wismutabschirmung, 6 Graphiteinsätze, 7 Betontür, 8 Antriebsaggregate, 9 Thermische Säule, 10 Bleiabschirmung, 11 Raum für Ionisationskammern, 12 Rekombinationssystem

Der mechanische Teil des Steuersystems sitzt über dem Reaktorkern und ist von diesem durch einen Betonpflock abgeschirmt. Entsprechend den 4 Fingerhutrohren im Reaktorkern sind 4 Steuerstäbe vorgesehen. Jeder Stab besteht aus einem Borkarbidzylinder, der in ein Rohr aus rostfreiem Stahl eingeschlossen ist. Er umfaßt etwa 2% Reaktivität, so daß dem Kern insgesamt 8% Reaktivität entzogen werden können. Der Antrieb erfolgt über Zahnstange und Ritzel und ein Untersetzungsgetriebe durch einen Elektromotor. Der Gesamthub beträgt etwa 30 cm und die Vorschubgeschwindigkeit 0,25 cm/s. Die Zahnstangen tragen an ihrem unteren Ende einen Elektromagneten, der den Steuerstab an einer eisernen Ankerplatte festhält. Wenn der Magnet stromlos wird, sei es durch Stromausfall oder durch Einwirkung des Sicherungsverstärkers, fällt der Stab etwa 25 cm frei. Dabei reduziert er die Reaktivität um 85% der Gesamtwirkung. Auf dem Rest des Weges wird er durch ein Luftkissen abgebremst.

Der Leistungswert des Reaktors kann entweder mit Fernbedienung von Hand eingehalten werden oder automatisch geregelt werden. Zu diesem Zweck ist der Antrieb einer der Steuerstäbe als Servo-Motor ausgebildet. Zum Starten zieht man einen Stab ganz heraus. Er wirkt dann als Sicherungsstab. Die anderen Stäbe werden nach und nach herausgezogen, bis der Reaktor kritisch wird und der gewünschte Leistungspegel erreicht wird. Dann wird auf automatische Steuerung umgeschaltet.

Die Reaktorabschirmung (Fig. **740.1**) bildet einen Block von etwa 5 m Länge, 4,5 m Breite und 3,2 m Höhe, der in einem Stück aus eisen- und borhaltigem Beton gegossen ist. Er ist der Länge nach von einem Tunnel mit $1{,}5 \times 1{,}5$ m^2 Querschnitt durchzogen. In den beiden Öffnungen dieses Tunnels sitzen Betonverschlüsse.

Im Tunnel sitzt ein quaderförmiger Stahltank $150 \times 150 \times 195$ cm^3. Er enthält den Reaktorkern und den Graphitreflektor. Der Reaktorkern sitzt in einem Aluminium-

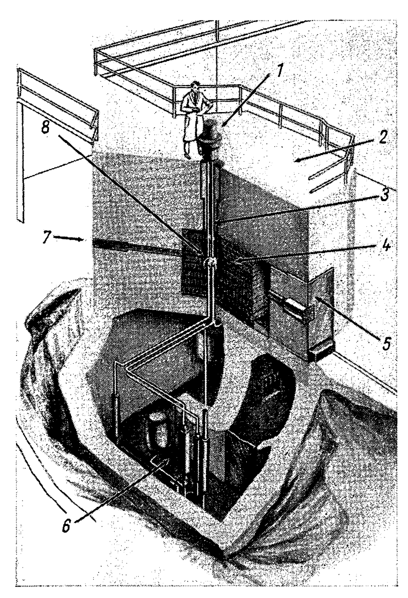
zylinder, der mit kleinen Graphitblöcken aufgefüllt ist. Er ist nach einer Seite durch ein Wismutfenster verstärkt. Die nach unten führenden Leitungsrohre sind mit einer Bleiabschirmung versehen. Von oben her ist der Reaktorkern durch eine 40 cm weite Öffnung in der Betonabschirmung zugänglich. Sie ist mit einem Betonpflock verschlossen. Er trägt das Antriebssystem für die Regelstäbe und enthält Kanäle für ihre Verbindungsstangen.

Der Reflektor ist aus Graphitblöcken zusammengebaut. Sie haben einen Querschnitt von 10×10 cm^2 und sind bis zu 125 cm lang. Auf der Seite des Wismutfensters ist der Reflektor zur thermischen Säule erweitert. Der Tunnel ist hier mit einem fahrbaren Betonblock verschlossen. Die andere Öffnung des Tunnels ist mit Betonblöcken von $23 \times 23 \times 46$ cm^3 ausgefüllt.

Unterhalb des großen Abschirmblocks sind eine stark abgeschirmte Kammer für das Gasaufbereitungssystem, eine zweite Kammer für das Kühlsystem und ein Bedienungsraum (Ventilraum) eingebaut (Fig. **741.1**).

Das Kontrollpult ist in einem besonderen Raum untergebracht. Es enthält Verstärker und Meßgeräte, welche die Leistung des Reaktors und die Funktion des Gasaufbereitungs- und Kühlsystems überwachen.

Der Leistungswert wird zwischen 0,1 mW und 10 W mit zwei Spaltkammern gemessen. Von 0,1 W bis zu 50 kW werden zwei gamma-kompensierte Ionisationskammern verwendet. Die beiden Meßbereiche überlappen sich also. Es sind ferner Instrumente vorgesehen zur Messung des Spülgasstroms, der Kerntemperatur, der Temperatur des Katalysators und des Spülgases, des Gasdrucks im Rekombinator, der Wasserstoffkonzentration und des Flüssigkeitsspiegels im Fluttank.

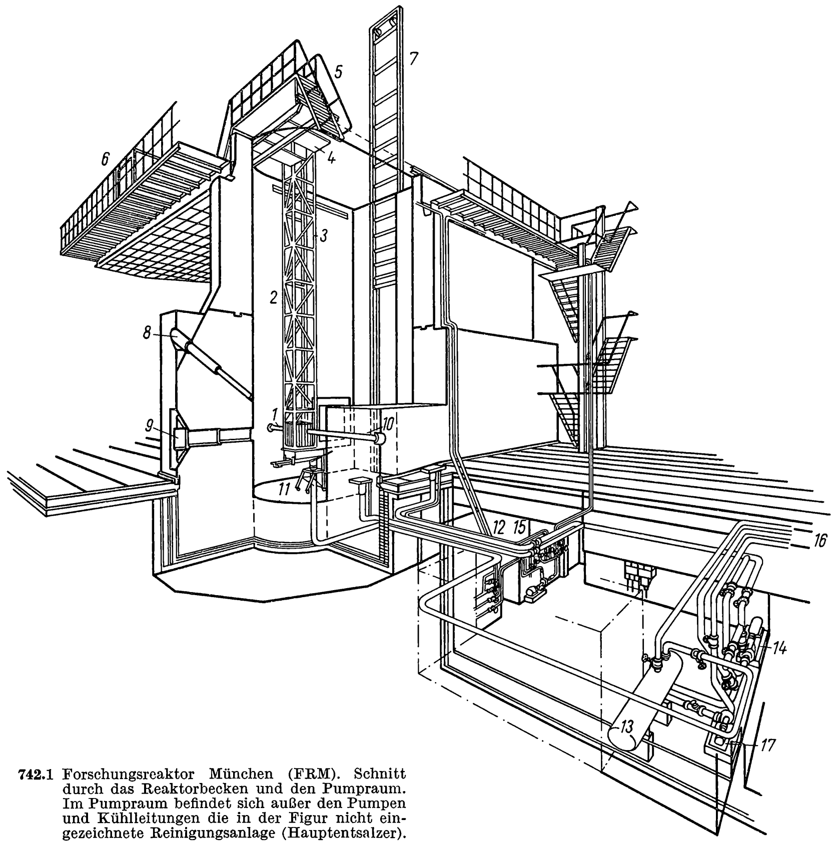


741.1 Wasserkocher-Reaktoranlage mit Reaktor, Kammern für die Gasaufbereitung, Kühlung und Ventilbedienung. 1 Antriebsmotor, 2 Betonabschirmung, 3 Steuerstäbe, 4 Graphitreflektor, 5 Fahrbare Betontür, 6 Kühlsystem, 7 Strahlrohr, 8 Reaktorkern

Der Reaktor wird automatisch abgeschaltet, wenn der Leistungswert zu hoch ansteigt, wenn der Anstieg zu schnell erfolgt oder ein Defekt vorliegt. Dieses Abschalten erfolgt über Sicherungskreise, die den Strom in den Haltemagneten der Sicherungsstäbe und des Regelstabes schwächen, so daß sie der Schwerkraft folgend in den Kern fallen. Instrumente am Steuerpult zeigen dem Operateur Art und Lage des Defekts an.

Einrichtungen zur Ausnutzung der Strahlung des Reaktors (Fig. **740.1**): 3 horizontale Strahlrohre mit 10 cm Durchmesser, 2 horizontale Strahlrohre mit 7,5 cm Durchmesser, 4 vertikale Strahlrohre (Fingerhutkammern) mit 10 cm Durchmesser, 1 gerades pneumatisches Rohr 5 cm Durchmesser, 1 gebogenes pneumatisches Rohr 3,7 cm Durchmesser, 1 durch den Kern hindurchgehendes Rohr mit 3,7 cm Durchmesser, 1 thermische Säule $1{,}50 \times 1{,}50$ m^2, 4 Luken als Zugang zur thermischen Säule 15 cm Durchmesser.

Die Strahlrohre sind Aluminiumrohre, die dicht an den Kern herangehen und an dieser Stelle mit einer Aluminiumscheibe verschlossen sind. Sie sitzen in eisernen Durchführungen, die in den Beton eingezogen sind. Für jedes Strahlrohr ist ein Graphit-



742.1 Forschungsreaktor München (FRM). Schnitt durch das Reaktorbecken und den Pumpraum. Im Pumpraum befindet sich außer den Pumpen und Kühlleitungen die in der Figur nicht eingezeichnete Reinigungsanlage (Hauptentsalzer).

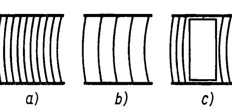
1 Reaktorkern, 2 Reaktorträger, 3 Verbindungsstangen und Leitungen, 4 Montageplatte für die Antriebsaggregate, 5 Reaktorbrücke (fahrbar), 6 Steuerkabine mit Steuerpult, 7 Aluminiumschieber, 8 Schiefes Strahlrohr 15 cm weit, 9 Strahlrohr mit quadratischem Querschnitt 30 × 30 cm, 10 Durchgehendes Strahlrohr 10 cm weit, 11 Absaugstutzen des primären Kühlsystems, 12 Absaugrohr des primären Kühlsystems, 13 Wärmetauscher, 14 Umwälzpumpe für das primäre Kühlwasser, 15 Rückflußleitung des primären Kühlsystems, 16 Sekundäre Kühlleitungen und Rohrleitung zum Speichertank, 17 Pumpe für das sekundäre Kühlwasser

zylinder als Reflektor und ein mit Eisen armierter Schwerbetonpflock vorgesehen. Sie werden in Rohre eingesetzt, die nicht ausgenutzt werden. Die thermische Säule ist aus Graphitblöcken zusammengebaut. In der Nähe ihrer Achse sind neun herausziehbare Graphiteinsätze eingeschoben. Hinter der thermischen Säule ist ein etwa 50 cm tiefer Bestrahlungsraum vorgesehen, der von außen her durch vier 15 cm weite Luken beschickt werden kann.

Zur Ausnutzung der Gamma-Strahlung, die von den gasförmigen Spaltprodukten im Rekombinationstank ausgeht, sind in die Mauer zwischen Gasaufbereitungsraum und Ventilraum Rohrstutzen aus Stahl eingesetzt, in die Aluminiumfingerhutkammern eingeschoben werden können. Zwei davon haben 10 cm, zwei 20 cm Durchmesser. Außerdem ist eine rechteckige Öffnung von 15 auf 45 cm ausgespart. Alle diese Öffnungen können mit Pflöcken verschlossen werden.

Der Reaktorraum ist 22 m lang, 15 m breit und 9 m hoch. Außer dem Reaktor selbst enthält er keine Einbauten. Die Wände sind gasdicht und mit einem leicht zu reinigenden Überzug versehen.

Homogene Reaktoren für kleine Leistungen lassen sich mit sehr geringem Aufwand aufstellen und betreiben. Sie werden vor allem für Ausbildungszwecke eingesetzt. Atomics International bietet einen Lösungstyp mit 5 W Leistung an, der im Kern eine thermische Flußdichte von $1{,}7 \cdot 10^8$ n/cm² s aufweist. Aerojet-General Nucleonics San Ramon, California, stellt serienmäßig einen 5 W-Reaktor her. Der zylindrische Kern dieses Reaktors besteht aus festem Polyäthylen, dem feinverteiltes U^{235} beigemischt ist. Mit 20% angereichertem Uran beträgt die kritische Masse bei 25 cm Kerndurchmesser und 23 cm Höhe nur 656 g. Die maximale Flußdichte erreicht $2{,}5 \cdot 10^8$ n/cm² s. Die Lebensdauer ist unbegrenzt. Der Reaktor sitzt mit einem Graphitreflektor und einer Bleiabschirmung in einem Wassertank von 2 m Durchmesser und etwa 2 m Höhe, der auf einem 80 cm hohen Gestell gelagert ist. Er läßt sich in einem normalen Laboratoriumsraum aufstellen und transportieren.



743.1 Querschnitt durch die Brennelemente des Schwimmbadreaktors State College, Pa. a) Standardelement, b) Halbelement, c) Spezialelement

743.2 (rechts) Längsschnitt durch ein Standardbrennelement des Schwimmbadreaktors State College, Pa.

3.625 Der Schwimmbadreaktor

Im Schwimmbadreaktor dient leichtes Wasser als Moderator, Reflektor, Kühlmittel und Abschirmung. Die Brennelemente enthalten angereichertes Uran. Bis zu 100 kW Leistung genügt Kühlung durch Konvektion. Prototyp der Schwimmbadreaktoren ist der Oak-Ridge BSF-Reaktor (1952)[1]. Eine ähnliche Anlage wurde für die Pennsylvania State University in State College Pa. mit minimalem Aufwand gebaut (1955)[2]. Im folgenden wird eine ausführliche Beschreibung dieses Reaktors gegeben[3]. Anschließend werden Angaben über neuere, in Betrieb oder im Bau befindliche Anlagen gemacht.

3.625 1 Schwimmbadreaktor Pennsylvania State College

Die Brennelemente enthalten zu 90% angereichertes Uran. Fig. **743.2** zeigt einen Längsschnitt durch ein Standardelement, Fig. **743.1** den Querschnitt. Es besteht aus 10 leicht gekrümmten Schichtplatten. Jede Platte enthält 3 Schichten, zwei äußere aus reinem Aluminium, dazwischen eine Schicht aus einer Al-Uran-Legierung, die von reinem Aluminium umrahmt ist. Die 3 Schichten sind vakuumdicht miteinander verwalzt. Die Schichtplatten sind in 2 genutete Platten eingeschweißt und bilden so ein System von 9 flachen Kanälen. Sie münden unten in einen starkwandigen Aluminiumstutzen.

---

[1] Breazeale, W. M., Nucleonics **10**, Nr. 11 (1956), 56. — Cole, T. D., Nucleonics **11**, Nr. 2 (1953), 32.
[2] Richardson, L. A., u. Gillan, G. K., Engng. News-Rec. **154**, Nr. 14 (1955), 47.
[3] Der Direktor des Instituts, R. G. Cochran, gab dem Verfasser Gelegenheit, einige Monate an diesem Reaktor zu arbeiten.

Nach oben ist die Hülse verlängert. Zwischen den beiden Seitenplatten ist ein etwa 7 mm starker Al-Stift eingesetzt. Mit einem geeigneten Haken kann man das Element an diesem Stift fassen, einem Speicher entnehmen, unter Wasser transportieren und in den Reaktor einsetzen oder herausnehmen.

Die aktive Länge des Standardbrennelements ist etwa 60 cm, der Querschnitt rund 8×8 cm^2, das aktive Volumen also 3840 cm^3. Es enthält 165 g U^{235}. Das Volumverhältnis: Al : H_2O ist 0,4. Je cm^3 hat man also 0,043 g U^{235}, 0,773 g Al und 0,713 g H_2O. Nimmt man an, daß der ganze Reaktorkern aus solchen Elementen zusammengesetzt werden kann, dann läßt sich aus diesen Angaben die kritische Masse des nackten Reaktorkerns abschätzen. Wir verwenden dazu die Gleichung (s. 3.2):

$$k_{\text{eff}} = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \frac{e^{-B^2 \bar{\tau}}}{1 + L^2 B^2} \cdots \tag{1}$$

worin

$$\eta = \frac{\bar{\nu} \cdot \sigma_{\text{sp}}}{\sigma_\gamma + \sigma_{\text{sp}}} = 2{,}1\,;$$

σ_{sp} ist der Spaltquerschnitt, σ_γ der Gamma-Absorptionsquerschnitt, $\bar{\nu}$ die mittlere Anzahl der bei einer Spaltung entstehenden Neutronen. ε, der Vermehrungsfaktor für schnelle Neutronen, und p, die Resonanz-Durchlaßwahrscheinlichkeit, sind praktisch gleich 1.

Die thermische Nutzung ergibt sich aus

$$f = \frac{\Sigma_{\text{U}}}{\Sigma_{\text{U}} + \Sigma_{\text{Al}} + \Sigma_{\text{H}_2\text{O}}},$$

worin $\Sigma_{\text{U}} = 715 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1}, $\Sigma_{\text{Al}} = 39{,}6 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1}, $\Sigma_{\text{H}_2\text{O}} = 157{,}5 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1} die makroskopischen Absorptionsquerschnitte für Uran, Al und H_2O bedeuten. Mit diesen Werten erhält man $f = 0{,}784$.

Die Diffusionslänge L ergibt sich aus

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}},$$

worin $D = 0{,}299$ cm der Diffusionskoeffizient für thermische Neutronen und $\Sigma_a = 0{,}0868$ cm^{-1} der makroskopische Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen im Reaktorkern sind. Es ergibt sich für $L^2 = 2{,}64$ cm^2. Das Fermi-Alter im Schwimmbadreaktor wurde zu $\bar{\tau} = 62$ cm^2 berechnet.

Setzt man diese Werte in Gl. (1) ein, so erhält man für den kritischen Zustand, also für $k_{\text{eff}} = 1$ die Flußwölbung zu

$$B^2 = 0{,}0077 \text{ cm}^{-2},$$

und daraus ergäbe sich für den nackten Reaktor ein kritisches Volumen von etwa 250000 cm^3. Durch die Reflektor- und Moderatorwirkung des den Reaktorkern umgebenden Wassers wird das kritische Volumen stark verkleinert. Das kritische Experiment zeigt, daß es bei etwa 70000 cm^3 liegt. Das heißt, ein Reaktor dieser Art wird mit 18 Elementen kritisch.

Der Zusammenhang zwischen der Reaktorzeitkonstante T_{Reakt} und der Reaktivität ϱ läßt sich nach der sog. Inhour-Beziehung berechnen.

Es ist

$$\varrho = \frac{\tau_0}{T_{\text{Reakt}} \cdot k_{\text{eff}}} + \sum_{i=1}^{m} \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_{\text{Reakt}}}, \tag{2}$$

worin β_i den Bruchteil der i-ten Gruppe der verzögerten Neutronen an der gesamten Neutronenausbeute und λ_i die Zerfallskonstante dieser Gruppe bedeuten.

Die Lebensdauer τ_0 der thermischen Neutronen im Reaktorkern ist

$$\tau_0 = \frac{\tau_0'}{1 + L^2 B^2},$$

worin

$$\tau_0' = \frac{1}{\Sigma_a v},$$

$\Sigma_a = 0{,}0868\,\mathrm{cm}^{-1}$ der makroskopische Absorptionsquerschnitt und $v = 2{,}2 \cdot 10^5\,\mathrm{cm\,s}^{-1}$ die mittlere Geschwindigkeit der thermischen Neutronen bedeuten. Das ergibt für

$$\tau_0 = 5{,}13 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{s}.$$

Tabelle **745.**1 gibt nach der Inhour-Beziehung berechnet die Zeitkonstanten an, die bei verschiedenen Reaktivitäten zu erwarten sind.

Die Tabelle zeigt, daß bei Reaktivitäten kleiner als 0,6% die Zeitkonstante praktisch nur von den verzögerten Neutronen bestimmt wird, bei Reaktivitäten oberhalb 6% praktisch nur von den unverzögerten Neutronen.

745.1 Zeitkonstante und Reaktivität

Zeit-konstante s	Reaktivität %	Beitrag der unverzögerten Neutronen zur Reaktivität %	Beitrag der verzögerten Neutronen zur Reaktivität %
100	0,071	0,0005	0,071
10	0,281	0,005	0,281
1	0,574	0,005	0,569
0,1	0,76	0,055	0,705
0,01	1,28	0,554	0,726
0,001	6,26	5,540	0,720

Aus Sicherheitsgründen arbeitet man mit einer Reaktorladung von möglichst kleiner Überschußreaktivität. Für den Feinabgleich beim kritischen Experiment kann man ein Brennelement Fig. **743.**1b benutzen, das nur den halben Urangehalt, also 83 g statt 165 g hat. Vier Brennelemente haben eine rechteckige Aussparung (Fig. **743.**1c), um Regel- oder Sicherungsstäbe einführen zu können. Sie enthalten 130 g U^{235}. Eines davon nimmt den Regelstab auf. Das ist ein etwa 2 cm dicker, 6 cm breiter und 70 cm langer Stab aus rostfreiem Stahl mit abgerundeten Kanten. Seine Einführung in ein Spezialbrennelement setzt die Reaktivität um etwa 0,6% herab. Die drei anderen Spezialbrennelemente nehmen je einen Sicherungsstab auf. Die Sicherungsstäbe haben dieselben Abmessungen wie der Regelstab. Sie bestehen aus einer Aluminiumhülse, die mit Borkarbid gefüllt und wasserdicht verschweißt ist. Voll eingeführt, setzt jeder dieser Stäbe die Reaktivität um etwa 2,9% herab.

Der Regelstab ist über eine etwa 6 m lange Stange direkt mit dem Antriebsaggregat verbunden. Die Sicherungsstäbe sitzen an einer Eisenplatte, die an einem Elektromagneten hängt. Bei einer Schwächung des Magnetstroms fallen sie und schalten den Reaktor ab. Damit Brennelemente und Sicherungsstäbe bei diesem Fall nicht beschädigt werden, ist eine hydraulische Dämpfung ausgebildet, die im letzten Zehntel ihres Weges die Geschwindigkeit der Sicherungsstäbe herabbremst.

Fig. **746.**1 zeigt diesen mechanischen Teil des Sicherungssystems. Es besteht aus drei getrennten Teilen. 1. Die Verbindungsstange ist mit dem Antriebsaggregat verbunden und hält einen glockenförmigen Elektromagneten. In eine seitlich eingefräste Nute der Magnetglocke ist ein Taststift geführt, der bei angezogenem Anker gegen einen über dem Magneten sitzenden Mikroschalter gedrückt wird und so die Verbindung des Sicherungsstabs mit der Verbindungsstange am Schaltpult anzeigt. Wenn der Anker abfällt, wird dieser Stift von einer kleinen Schraubenfeder nach

unten gedrückt, und dabei schaltet der Mikroschalter aus. 2. Der Sicherungsstab trägt an seinem oberen Ende einen Dämpfungskolben und eine Ankerplatte aus Weicheisen. Die Ankerplatte ist kugelig gewölbt, damit unabhängig von einer guten Ausrichtung von Verbindungsstange und Sicherungsstab die ganze Polfläche zur Berührung mit der Ankerplatte kommt. 3. Das Spezialelement mit dem Führungsrohr. Das Führungsrohr sorgt dafür, daß sich der Elektromagnet stets genau über der Ankerplatte des Sicherungsstabs befindet. Es weist mehrere Schlitze auf, damit im Fall eines Notstopps das Wasser seitlich aus dem Rohr austreten kann, so daß der Sicherungsstab genügend schnell fallen kann. Im unteren Teil des Führungsrohrs ist der Dämpfungszylinder eingesetzt. Der Dämpfungskolben und das Verbindungsstück zum Sicherungsstab sind so geformt, daß etwa im letzten Zehntel der Fallstrecke das vom Dämpfungskolben verdrängte Wasser durch enge Schlitze austreten muß. Auf diese Weise wird die Fallgeschwindigkeit allmählich herabgemindert und der Aufschlag gemildert.

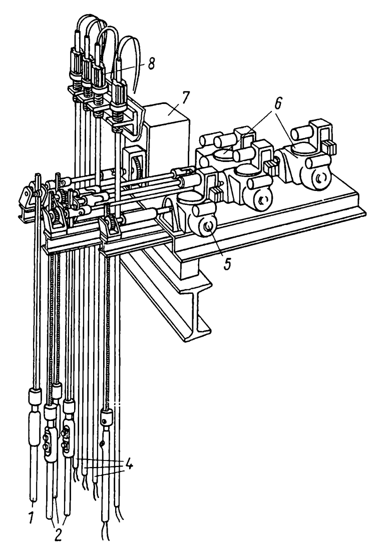
746.1 (links) Mechanischer Teil des Sicherungssystems des Schwimmbadreaktors State College, Pa. 1 Mikroschalter, 2 Verbindungsstange mit Magnet, 3 Taststift, 4 Ankerplatte, 5 Dämpfungskolben mit Sicherungsstab, 6 Dämpfungszylinder, 7 Führungsrohr am Spezialelement

746.2 (rechts) Reaktorkern des Schwimmbadreaktors State College, Pa. 1 Gitterplatte, 2 Brennelemente, 3 Spaltkammer, 4 Magnetführungsrohre, 5 Ionisationskammer, 6 Cd-Abschirmung für Spaltkammer, 7 Regelstab, 8 Neutronenquelle

14 Standardbrennelemente und 4 Spezialelemente bilden einen betriebsfähigen Reaktorkern (Fig. **746.2**). Jedes Element wird mit seinem Rohrstutzen in eines der großen Löcher der Gitterplatte eingesetzt. Zwischen den großen Löchern mit etwa 5 cm Durchmesser sitzen kleine Löcher mit etwa 2 cm Durchmesser. Im Betrieb wird das Wasser innerhalb und außerhalb der Brennelemente erwärmt und steigt hoch. Durch die großen Löcher strömt das Wasser in das Innere der Elemente nach, durch die kleinen das Wasser für die Zwischenräume zwischen den Elementen. Das Spezialelement für den Regelstab und die drei Spezialelemente für die Sicherungsstäbe mit ihren Führungsrohren sind in Form eines Rechtecks im mittleren Teil des Reaktorkerns angeordnet. Links neben dem Reaktor hängt eine Antimon-Beryllium-Neutronenquelle. Die Gitterplatte wird von einem nach vorne offenen Gerüst aus Winkelaluminium getragen. Auf der Rückseite dieses Gerüstes sitzen die Ionisationskammern. Von links nach rechts abwechselnd je zwei kompensierte (*CIC*) und nichtkompensierte (*PCP*) Ionisationskammern, rechts die Spaltkammer. Die Spaltkammer wird beim Hochschalten des Reaktors hochgezogen und verschwindet dann in einem Abschirmungszylinder aus bor- und cadmiumhaltigem Material.

Vom Reaktorsystem führen 5 mechanische Verbindungsstangen und 4 Leitungsrohre zum Antriebsaggregat (Fig. **747.1**), das direkt über dem Reaktorgerüst auf der Reaktorbrücke angeordnet ist. Es sind dies (von links nach rechts): 1. Die Verbindungsstange zum Regelstab, die an einer feinzahnigen Zahnstange hängt. Diese Zahnstange wird

von einem kleinen Zahnrad angetrieben, das über eine Kardanwelle mit dem Getriebe eines Servomotors verbunden ist. An dieses Getriebe angeschlossen ist ferner ein Gerät, das die Stellung des Regelstabes auf ein Anzeigegerät am Steuerpult übermittelt, und zwei Schalter, die Signal geben, wenn die obere Grenze und die untere Grenze des Regelbereiches erreicht ist. 2. Drei Verbindungsstangen für die drei Sicherungsstäbe, die an grobzahnigen Zahnstangen hängen. Verbunden mit diesen Verbindungsstangen ist je eine Leitung zum Mikroschalter über den Magneten. Alle Verbindungsstangen sind lose mit den Zahnstangen verstiftet. Für den Fall, daß beim Eintreiben der Stäbe in die Spezialelemente einer dieser Stäbe sich verklemmt, drückt die Verbindungsstange gegen die sich abwärtsbewegende Zahnstange, betätigt dabei einen Mikroschalter und gibt so das Verklemmsignal. Die Zahnstangen werden von kleinen Zahnrädern angetrieben, die über Kardanwellen mit je einem Motorgetriebe verbunden sind. An diese Getriebe angeschlossen sind je ein Stellungsanzeiger für die Sicherungsstäbe, zwei Mikroschalter, die die unterste und die oberste Stellung jedes dieser Stäbe anzeigen, und je ein Mikroschalter, der eine Lampe aufleuchten läßt, wenn der sog. „Shim"-Bereich erreicht ist, d. h. der Bereich, in dem man mit einer Annäherung an den kritischen Zustand rechnen muß. 3. Vier Zuleitungsrohre für die Ionisationskammern. Jedes dieser Zuleitungsrohre hängt in einer Gewindebuchse, die in einen Träger eingeschraubt ist. Eine Drehung der Gewindebuchse gibt eine Höhenfeineinstellung. Sie ist besonders für die Einjustierung der kompensierten Ionisationskammern von großem Wert. 4. Eine Verbindungsstange zur Spaltkammer. Sie sitzt an einer Zahnstange, die über ein kleines Zahnrad elektrisch angetrieben wird. Zwei Mikroschalter zeigen untere und obere Grenze des Bewegungsbereiches an. Die Verbindungsstange besteht aus einem Al-Rohr. Es nimmt die Zuleitungen zur Spaltkammer auf.



747.1 Antriebsaggregat des Schwimmbadreaktors State College, Pa. 1 Verbindungsstange zum Regelstab, 2 Verbindungsstangen zu den Sicherungsstäben, 3 Leitung zur Spaltkammer, 4 Leitungen zu den Ionisationskammern, 5 Getriebemotor für Spaltkammer, 6 Getriebemotoren für Sicherungsstäbe, 7 Servosystem für Regelstab, 8 Feinverstellungen für Ionisationskammern

Im Betrieb werden die Ionisationskammern mit Stickstoff und die Spaltkammer mit Argon durchspült. Die Gaszuführung erfolgt in den Zwischenräumen zwischen den elektrischen Zuleitungen. Die Gase werden über ein Reduzierventil aus einer Stahlflasche entnommen. Rotameter zeigen an, ob eine ausreichende Versorgung gewährleistet ist.

Die Verstärker, Schalt- und Meßgeräte zur Beobachtung, Registrierung und Steuerung des Reaktorbetriebs sind im Steuerpult zusammengefaßt[1]). Es enthält: 1. Die Relais, die von manuell oder automatisch betätigten Schaltern gesteuert werden und die dafür sorgen, daß alle Operationen, die beim Starten des Reaktors gemacht werden, nur möglich sind, wenn die für die Sicherheit notwendigen Bedingungen erfüllt sind. Sie schließen ferner alle unzweckmäßigen Kombinationen von Schaltmaßnahmen aus. 2. Die Signallämpchen. Sie zeigen alle wesentlichen Vorgänge am

[1]) Cole, T. E., Nucleonics **11**, Nr. 2 (1953), 32.

Reaktor an, z. B. ob ein Sicherungsstab mit einer Verbindungsstange verbunden oder infolge einer Störung abgefallen ist, wenn ein Stab oberste oder unterste Stellung erreicht hat und dgl. 3. Die Schalter, mit denen die einzelnen Motoren des Antriebsaggregats und die Magnete eingeschaltet werden können, und die Geräte, die die Stellung der Stäbe anzeigen. 4. Das Regel-, Sicherungs- und Meßsystem (Fig. **748.1**). Dieses System übernimmt den wesentlichen Teil der Reaktorsteuerung. Es soll im folgenden ausführlicher besprochen werden.

Die Ionisationskammern liefern dem System ein Maß für die Intensität der vom Reaktor ausgehenden Strahlung. Das System leitet daraus Operationen für die Regelung und für die Sicherung des Reaktorbetriebs ab und mißt die Zählrate, den Leistungswert und die Zeitkonstante, mit der sich dieser ändert. Man kann das System in vier Kreise unterteilen: den Regelkreis, den Sicherungskreis, den Leistungskreis und den Zählraten- und Zählkreis.

748.1 Regel-, Sicherungs- und Meßsystem des Schwimmbadreaktors State College, Pa.

Der Regelkreis wird von einer kompensierten Ionisationskammer CIC gesteuert. Sie wird von dem Hochspannungsgerät HS gespeist. Ihr Strom wird mit einem elektronischen Pikoamperemeter pA gemessen und mit dem Linearschreiber registriert. Die Registrieranzeige wird ferner auf das Servosystem Sr übertragen und regelt die Leistung mit Hilfe des Regelstabes auf dem am Registriergerät eingestellten Wert.

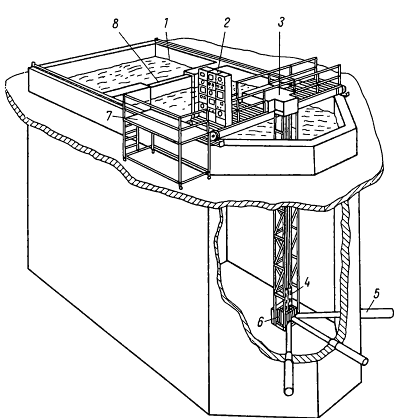
Der Sicherungskreis enthält drei kombinierte Sicherheitsverstärker. Jeder Sicherheitsverstärker enthält ein Hochspannungsgerät HS für die Ionisationskammer, wahlweise je einen Vorverstärker für Leistungsgröße VV oder für den Leistungexponenten PV, einen sog. Sigma-Verstärker ΣV und einen Magnetverstärker MV, der den Magnetstrom für die Magnete der Sicherungsstäbe liefert.

Die Ausgänge der Sigma-Verstärker sind durch den sog. Sigma-Bus miteinander verbunden. Man versteht darunter eine elektrische Querverbindung der Eingänge zu den Magnetverstärkern, die für den Fall, daß einer der Sicherheitsverstärker anspricht, alle drei Magnetverstärker zum Ansprechen bringt. Auf diese Weise ist jeder der kombinierten Sicherheitsverstärker imstande, alle drei Magnete abzuschalten und die Sicherungsstäbe fallen zu lassen. Zwei dieser Verstärker werden von nichtkompensierten Ionisationskammern PCP gesteuert. Bei ihnen wird der Vorverstärker für den Leistungsexponenten nicht ausgenutzt (er ist deshalb nicht eingezeichnet). Beim dritten wird der Vorverstärker für die Leistungsgröße nicht ausgenutzt. Hier verbindet man den Vorverstärker für die Leistungsexponenten PV mit dem Leistungskreis.

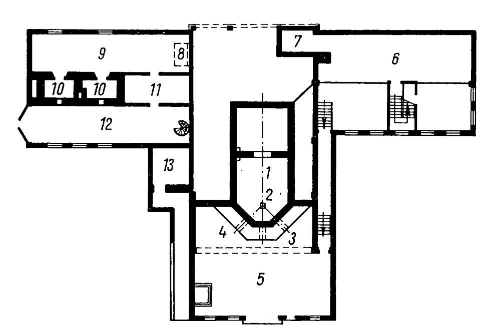
Der Leistungskreis umfaßt ein Hochspannungsgerät HS, eine kompensierte Ionisationskammer CIC und einen Verstärker (log $\mathcal{N}$ und PV), der zunächst den Logarithmus des Ionisationsstroms berechnet und dann differenziert. Zwei Meßgeräte zeigen den Logarithmus der Leistung und den Exponenten der Leistungszunahme an. Ein Registriergerät (log $\mathcal{N}$-Schreiber) zeichnet den Logarithmus der Leistung auf.

Der Zählkreis schließt sich an die Spaltkammer, an. Die Impulse, die von den Spaltungen herrühren, werden zunächst in einem Vorverstärker *VV* und dann in einem Linearverstärker *LV* verstärkt. Mit einem Untersetzer *US* wird die Impulszahl gezählt, mit einem integrierenden Verstärker *ZR* mißt man die Zählrate und berechnet ihren Logarithmus. Ein Registriergerät (Zählratenschreiber) zeichnet ihn auf.

Der Reaktorschacht mit dem Reaktorkern und dem Antriebsaggregat ist an die fahrbare Reaktorbrücke (Fig. **749.1**) angesetzt. Diese Brücke ist aus Stahlträgern zusammengeschweißt und mit Holzplanken belegt. Sie trägt auch das Steuerpult. Die Leitungen zwischen Steuerpult, Antriebsaggregat und Reaktorkern sind fest verlegt. Die Stromzuführung zum Steuerpult erfolgt über eine Kabelschleife. Bei der Verschiebung der Reaktorbrücke wird diese Kabelschleife aus dem Kabelkanal herausgezogen oder eingelegt. Die Brücke ist mit vier Rädern auf zwei Schienen gelagert. Zwei einander gegenüberliegende Räder sind mit einer Welle verbunden, die ein großes Zahnrad trägt. Im Eingriff damit steht ein kleines Zahnrad an der Welle eines Handrads. Mit diesem Handrad lassen sich die beiden einander gegenüberliegenden Räder der Brücke drehen und die Reaktorbrücke verschieben. Normalerweise ist dieses Handrad verriegelt, so daß ein unbefugtes oder unbeabsichtigtes Bewegen der Brücke ausgeschlossen ist. Eine solche Bewegung könnte gefährliche Reaktivitätsänderungen hervorrufen. Die Reaktorbrücke wird außerdem an den Schienen festgeklemmt.



749.1 Becken, Reaktorbrücke mit Schaltpult und Strahlsystem des Schwimmbadreaktors State College, Pa. — Nach Breazeale, W. M., Nucleonics **14**, Nr. 11 (1956), 77. — 1 Wasserspiegel, 2 Steuerpult, 3 Antriebsaggregat für die Steuerstäbe, 4 Steuerstäbe, 5 Strahlrohre, 6 Reaktorkern, 7 Fahrbare Bedienungsplattform, 8 Ausziehbares Aluminiumtor



749.2 Reaktorgebäude des Schwimmbadreaktors State College, Pa. — Nach Richardson, L. A., u. Gillan, G. K., Engng. News-Record **154**, Nr. 14 (1955), 47. — 1 Becken, 2 Reaktorkern, 3 Abschirmung aus Schwerbeton, 4 Strahlrohre, 5 Unteres Laboratorium, 6 Nebengebäude, 7 Grube, 8 Luke, 9 Laderaum, 10 Heiße Zellen, 11 Entseuchungsraum, 12 Bedienungsraum, 13 Entsalzer

Das Bassin hat eine lichte Weite von 4,3 m, eine Tiefe von 7,20 m und eine Länge von 9,50 m. Es ist durch eine Zwischenwand aufgeteilt. Diese Zwischenwand weist einen breiten und 6,8 m tiefen Durchbruch auf, der mit einem Aluminiumtor verschlossen werden kann.

Das Becken hat 45 cm starke Wände aus verstärktem Beton und eine ebenso starke Bodenplatte. In die Fuge zwischen Wand und Bodenplatte ist zur Abdichtung ein 15 cm hoher Gummiriegel eingegossen. Das Becken ist in den felsigen Untergrund eines Hügels eingesetzt, und zwar so, daß es an drei Seiten von Fels umgeben ist (Fig. **749.2**). Die Stirnseite ist frei

zugänglich. An dieser Seite sind 5 Strahlrohre mit 15 cm Durchmesser eingesetzt. Die Beckenwand ist hier durch eine 105 cm starke Mauer aus Barytbeton verstärkt. Die Innenseite des Beckens ist durch einen geeigneten Anstrich gegen die lösende Wirkung des Wassers geschützt. Jeder Teil des Beckens hat seinen eigenen Zu- und Abfluß. Eine Überlaufrinne begrenzt die Höhe des Wasserspiegels auf etwa 40 cm Abstand vom oberen Beckenrand.

Das Steuerpult wird von einer fahrbaren Plattform aus bedient.

Das Reaktorgebäude ist in vier Teile gegliedert (Fig. **749.2**):

1. Der Raum über dem Becken. Der Raum kann von einem 3 t-Laufkran überstrichen werden. Die Höhe der Kranbahn über dem Wasserspiegel ist so bemessen, daß das Aluminiumtor, mit dem beide Teile des Beckens voneinander getrennt werden können, ganz aus seiner Führung herausgezogen und auf die Seite gestellt werden kann. Es wird für gewöhnlich mit einem Haken in die Überlaufrinne eingehängt, wobei es an der inneren Beckenwand anliegt. Im Raum über dem Becken wird der Reaktor gesteuert, und von diesem Raum aus werden auch alle Versuche durchgeführt, bei denen man von der Wasseroberfläche aus an den Reaktorkern herankommen will, insbesondere alle Bestrahlungen. Der große Vorteil dieses Verfahrens liegt in der automatischen Abschirmung der Beobachter durch das Wasser.

2. Der Raum vor dem Becken. In diesem Raum enden die Strahlrohre. Sie bestehen aus einem in sich abgeschlossenen Aluminiumrohr innerhalb des Beckens und einem Rohrstutzen in der Beckenwand, der durch Flansch und Gummidichtung auf der Innenseite des Beckens abgedichtet ist. Die geschlossenen Strahlrohre im Becken können mit Wasser geflutet werden und bilden dann eine äquivalente Wasserabschirmung. Sie können mit Preßkohlensäure geleert werden und lassen dann Strahlung durch. Dieses Verfahren hat einen Nachteil. Aus Luft- und Feuchtigkeitsrückständen bildet sich bei Bestrahlung mit Neutronen Salpetersäure. Sie greift das Aluminium an. Im Raum vor den Strahlrohren können kleine Apparaturen aufgestellt werden. Zur Aufstellung großer Forschungsapparaturen reicht der Raum nicht aus.

3. Das Nebengebäude (rechts vom Becken). Es enthält das Verwaltungsbüro, die Elektronikwerkstatt, eine Grobwerkstatt, ein Meßlabor mit Temperaturregelung, einen Studienraum und Waschräume.

4. Das heiße Labor (links vom Becken, zur Zeit noch nicht fertiggestellt). Die Planung sieht folgende Einrichtungen vor: Einen Laderaum, zwei heiße Zellen für etwa 100 Curie, einen Entseuchungsraum und einen Bedienungsraum für die heißen Zellen.

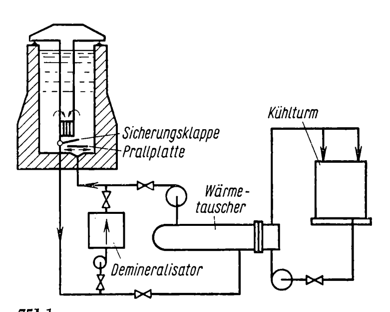
3.625 2 Der Schwimmbadreaktor des U. S. Naval Research Laboratory in Washington, D. C. (1956)

Dieser brachte gegenüber den vorangehenden Typen einige wesentliche Änderungen. Die Gitterplatte, auf der der Kern aufgebaut wird, ist nicht von einem Gerüst umschlossen, sondern wird von zwei Trägern gehalten. Der Reaktorkern läßt sich deshalb in einen dicht anliegenden Graphitreflektor einfahren, der zur thermischen Säule erweitert werden kann. An diesen Reflektor schließt sich eine Bleiabschirmung an, und dann folgt die Betonabschirmung. Die Anordnung hat den Vorteil, daß die Strahlrohre sehr kurz gehalten werden können. Das Becken sitzt über der Erde in einer langgestreckten Halle, die von einem Laufkran überstrichen wird. Vom hinteren Teil des Beckens führen Schleusen in ein heißes Labor. Ein stark aktives Präparat (bis 1000 Curie) kann also vom Reaktorkern unter Wasser direkt in eine heiße Zelle eingeschleust werden.

3.625 3 Reaktor des Batelle Memorial Instituts, Columbus, Ohio

Beim Reaktor des Batelle Memorial Instituts in Columbus Ohio (gebaut von AMF) ist das Becken auf der Seite des Strahlrohrs ebenfalls verengt, doch so, daß eine meterdicke Wasserschicht als thermische Abschirmung bleibt. Auf der Stirnseite ist eine thermische Säule angebaut, die von oben frei zugänglich und mit einer Bleitür nach außen abgeschirmt ist. Der Batelle-Reaktor wird seit Anfang 1957 mit einer Leistung von 1 MW betrieben.

Bei dieser Leistung ist verstärkte Kühlung notwendig. Bei Leistungen unter 100 kW genügt eine Kühlung des Reaktorkerns durch natürliche Konvektion. Das in den Brennelementen erwärmte Wasser steigt infolge seines niederen spez. Gewichts im Becken hoch und zieht kälteres Wasser nach sich. Bei höheren Leistungen stört vor allem der Gehalt dieses zur Wasseroberfläche aufsteigenden Wassers an N^{16}, das im Kern bei der Reaktion O^{16} (n, p) N^{16} gebildet wird. Trotz seiner kurzen Halbwertszeit (7,4 s) erhöht es die Aktivität an der Wasseroberfläche über das zulässige Maß. Mit Vorrichtungen, die das aufsteigende Wasser zur Seite ablenken, sog. Diffusoren, läßt sich dieser Effekt herabsetzen. Bei Leistungen über einige 100 kW reicht zudem die Kühlung durch Konvektion nicht mehr aus. Man wendet dann verstärkte Kühlung an. Fig. **751.1** zeigt ein vereinfachtes Schema des Kühl- und Reinigungssystems. Im Gegensatz zu der Konvektionsströmung strömt das Kühlwasser von oben nach unten durch die Brennelemente und ihre Zwischenräume hindurch in einen Kasten, der unter der Gitterplatte sitzt. Von da strömt es durch den Wärmetauscher und durch eine Pumpe in das Becken zurück. Bei 1 MW beträgt der Fluß etwa 3800 l/min. Die Temperatur im Becken bleibt unter 32 °C. Über dem Einlaßstutzen sitzt eine Prallplatte, die das einströmende abgekühlte Wasser in horizontaler Richtung ablenkt und so verhindert, daß es N^{16} zur Wasserfläche emporführt. Bei höheren Leistungen schaltet man außerdem in diesen primären Kühlwasserkreislauf einen Rückhaltetank ein, der die Zeit, in der das Wasser in das Becken zurückströmt, um einige Minuten verlängert. Im Wärmetauscher wird die Wärme an das sekundäre Kühlwasser abgegeben, das in einem Kühlturm gekühlt und mit einer Pumpe zum Wärmetauscher zurückgepumpt wird. Für den Fall, daß die verstärkte Kühlung versagt, ist unter dem Kern eine Sicherungsklappe angebracht. Diese Sicherungsklappe schließt sich bei der verstärkten Kühlung von selbst durch den Unterdruck, der beim Absaugen des Wassers entsteht. Fällt dieser Unterdruck weg, so fällt die Klappe und gibt dem Wasser den Weg für die natürliche Konvektion frei. Mit Hilfe von Temperaturfühlern, die in den primären und sekundären Kreislauf eingesetzt sind, läßt sich die Kühlung vom Steuerpult aus überwachen.



751.1
Kühl- und Reinigungssystem eines Schwimmbadreaktors

Staubteilchen, die in das Becken fallen, und Stoffe, die aus der Betonwand und den Metallteilen herausgelöst werden, führen bei längerem Betrieb des Reaktors zur Aktivierung des Wassers. Zum Beispiel bildet sich in den Aluminiumbestandteilen des Kerns Na^{24} infolge der Reaktion Al^{27} (n, α) Na^{24}. Alle aktiven Stoffe mit Ausnahme der Gase sind im Wasser entweder als feste Bestandteile oder als Ionen enthalten. Sie können durch eine laufende Reinigung und Entsalzung des Wassers mit Filtern und Ionenaustauschharzen beseitigt werden. Zu diesem Zweck wird ein kleiner Teil des Kühlwasserstroms (75 l/min) abgezweigt und mit einer kleinen Pumpe durch die

Filter- und Demineralisatoranlage hindurchgepumpt. Der spezifische Widerstand des gereinigten Wassers soll mindestens 1 MΩ · cm betragen. Durch eine besondere Einrichtung lassen sich die Ionenaustauschharze regenerieren.

Da demineralisiertes Wasser sehr teuer ist, ergänzt man die Anlage zweckmäßig durch einen Vorratsbehälter, der mindestens die eine Hälfte der Beckenfüllung aufnimmt. Er wird so hoch gestellt, daß bei einer unbeabsichtigten Entleerung des Reaktorbeckens der Wasserspiegel nicht unter die Oberkante des Reaktorkerns absinken kann. Damit vermeidet man die Selbstzerstörung des Kerns durch seine Aktivität.

Bei Bruch oder bei Beschädigung eines Brennelements können die radioaktiven Spaltprodukte in das primäre Kühlwasser gelangen. Es besteht großes Interesse, einen solchen Defekt sofort zu erkennen. Die laufende Überprüfung des Kühlwassers auf Radioaktivität führt hier nicht zum Ziel, da die Aktivierung von anderen Ursachen herrühren kann. Man hat hierzu ein besonderes Gerät, den Spaltproduktanalysator, entwickelt. In ihm wird abgespaltenes Jod mit Ionenaustauschharzen herausgezogen und mit Szintillationszähler über einen Energiediskriminator mit Sicherheit nachgewiesen. Von besonderer Bedeutung ist ein solches Gerät bei Brennelementen, die mit zu 20% angereichertem Uran arbeiten. Die kritische Masse ist bei dieser Anreicherung nur unwesentlich größer als bei 90% Anreicherung. Dagegen treten metallurgische Schwierigkeiten bei der Verarbeitung der hochkonzentrierten Uran-Aluminium-Legierung auf.

Eine große Zahl von weiteren Schwimmbadreaktoren mit Leistungen von 1 MW und darüber sind aufgestellt oder im Bau z. B. an folgenden Plätzen: University of Michigan[1]) (Babcock und Wilcox Co), München (American Machine and Foundry Co, siehe Fig. **742.1**), Hamburg (Babcock and Wilcox Co), Ontario, Canada (American Machine and Foundry Co).

3.625 4 Weitere Schwimmbadreaktoren

Zwei von dem üblichen Typ abweichende Formen wurden in England entwickelt. Der LIDO[2]), der in Harwell 1956 in Betrieb genommen wurde, gibt bei 100 kW Leistung eine Flußdichte von 10^{12} n/cm² s ab. Das Becken ist 8,3 m lang und 2,4 m breit und hat eine kleine Nische, in die der abgeschaltete Reaktor eingefahren werden kann. Reaktorturm und Steuerpult sitzen auf einer Plattform, die wie ein Kreuzschlitten über dem Becken hin- und hergefahren werden kann. Auf diese Weise kann der Reaktorkern zu jedem der drei Strahlrohre oder der zwei Bestrahlungszellen hingefahren werden.

Der MERLIN-Reaktor[3]) der Associated Electrical Industries hat an Stelle des üblichen langgestreckten Beckens einen tiefen Schacht, in dem der Reaktorturm wie ein Fahrstuhl zwischen vier übereinanderliegenden Stellungen auf- und abgefahren werden kann. Die Leistung dieses Reaktors beträgt 5 MW.

Auch in den USA sind Schwimmbadreaktoren mit schachtförmigen Becken entworfen worden. Ein Beispiel dafür bietet der BNL-med[4]) in Brookhaven, der mit 1 MW betrieben wird und medizinischen Zwecken dienen soll. Ähnliche Reaktoren werden von den Firmen Atomics International (1 MW) und Foster Wheeler Corp. (1 bis 5 MW) angeboten.

3.626 Der Schwerwasser-Tankreaktor

Im Schwerwasser-Tankreaktor dient schweres Wasser als Moderator, Reflektor und Kühlmittel und hoch angereichertes Uran als Brennstoff. Das hat folgende Vorteile:

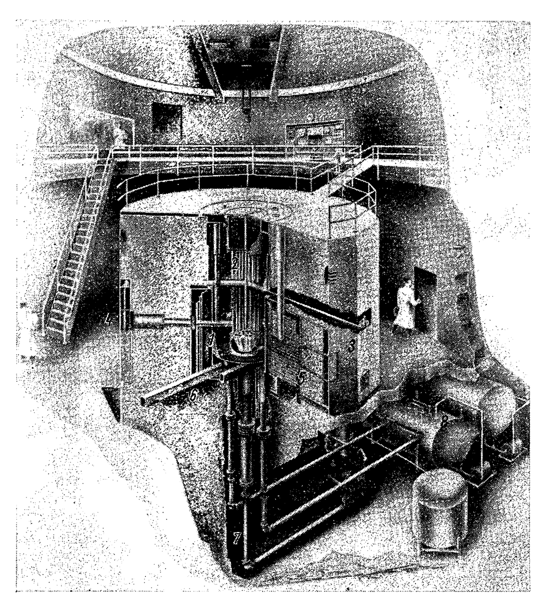
---

[1]) Luckow, W. K., u. Widdoes, L. C., Nucleonics **13**, Nr. 6 (1955), 104.
[2]) Chadwick, G., u. Thompson, T. R., Nucl. Engng **2**, Nr. 15 (1957), 245.
[3]) Chick, D. R., u. Salmon, A. J., Nucl. Engng. **2**, Nr. 10 (1957), 10.
[4]) Powell, R. W., Nucleonics **14**, Nr. 8 (1956), 50.

Die mittlere Lebensdauer der Neutronen in schwerem Wasser ist mehr als 10 mal so groß als in leichtem Wasser ($t_{D_2O} = 0{,}7 \cdot 10^{-3}$ s, $t_{H_2O} = 0{,}5 \cdot 10^{-4}$ s). Das erleichtert die Arbeit des Sicherungssystems, und aus diesem Grunde gilt dieser Reaktortyp als der sicherste. Das hat ferner den Vorteil, daß die Neutronenflußdichte außerhalb des Reaktorkerns im Gegensatz zum leichten Wasser nur sehr langsam abfällt. Man hat also viel Raum für Bestrahlung zur Verfügung. Die kritische Masse beträgt nur wenige kg U^{235} (zu 20%/₀ angereichert). Bei ausreichender Kühlung erhält man eine thermische Flußdichte von mehr als 10^{14} n/cm² s. Das ist für Forschungszwecke mehr als ausreichend. Insofern ist ein Reaktor dieses Typs der ideale Forschungsreaktor. Der Fluß schneller Neutronen ist dem lockeren Aufbau entsprechend schwächer (kleinere Leistungsdichte) als beim Leichtwasser-Tankreaktor. Für manche Untersuchungen ist dies ein Nachteil. Die Kosten für den Bau des Reaktors sind etwa dieselben wie bei einem Leichtwasser-Tankreaktor, bei 10 MW Leistung etwa 6 Mill. D-Mark. Dazu kommen allerdings noch die Kosten für die Schwerwasserfüllung (etwa 1,2 Mill. D-Mark) und für die laufende Deckung der Wasserverluste.

Prototyp des Schwerwasser-Tankreaktors mit angereichertem Uran ist der CP 5 - Reaktor[1]) des Argonne Laboratory Chicago, der seit Februar 1954 mit 1000 kW Leistung betrieben wird. Die Leistung läßt sich bis auf 4000 kW erhöhen. Die thermische Flußdichte beträgt dann maximal $6 \cdot 10^{13}$ n/cm² s.

Einen ähnlichen Aufbau zeigt der Harwell Reaktor DIDO (1956). Er liefert bei einer Leistung von 10 MW eine thermische Flußdichte von nahezu 10^{14} n/cm² s. Beide Reaktoren benutzen einen Schwerwassertank, der von einem dicken Graphitreflektor umgeben ist.



753.1 Schwerwasser-Tankreaktor. 1 Reaktorkern, 2 Führungsrohre für Brennelemente, 3 Antriebseinheit für Steuerstab, 4 Horizontales Strahlrohr mit Verschluß, 5 Thermische Säule, 6 Bestrahlungskanal, 7 Absaugstutzen, 8 Wärmetauscher

3.626 1 Reaktor vom Typ CP5 für ein japanisches Forschungsinstitut

Im folgenden soll eine neuere Ausführung des CP 5-Reaktors beschrieben werden. Sie wird von der AMF Atomics Inc. für ein japanisches Forschungsinstitut gebaut. Bei einer Leistung 1 MW wird eine thermische Flußdichte von $1{,}4 \cdot 10^{13}$ n/cm² s, bei 10 MW werden $1{,}2 \cdot 10^{14}$ n/cm² s erreicht. Fig. **753.1** zeigt einen Schnitt durch den Reaktor, an dem man alle wesentlichen Teile erkennen kann. Dieser Reaktor unterscheidet sich vom CP 5 und vom DIDO vor allem dadurch, daß der Graphitreflektor weggelassen ist und eine thermische Abschirmung mit leichtem Wasser hinzugefügt

[1]) Untermeyr, S., Nucleonics **12**, Nr. 1 (1954), 12.

ist. Der zweite Unterschied liegt im Sicherungssystem. Der CP 5 und der DIDO haben Sicherungsstäbe vom Semaphortyp, d. h., die neutronenabsorbierenden Platten bewegen sich wie Eisenbahnsignale. Beim AMF-Reaktor werden Stäbe mit Zahnstangenantrieb verwendet.

Die Brennelemente sind ähnlich gebaut wie die des Schwimmbadreaktors. Sie bestehen aus etwa 1,5 mm dicken Uran-Aluminium-Schichtplatten, die zu 20% angereichertes U^{235} enthalten. 18 solche Platten sind zu einem Brennelement zusammengefaßt. Das aktive Volumen eines Elements ist etwa $7{,}5 \times 7{,}5 \times 60$ cm³. Sie sind an beiden Enden mit einem Rohrstutzen versehen. 18 Brennelemente sind zu einem zylindrischen Kern zusammengefaßt, 6 davon bilden einen inneren Zylinder, 12 einen äußeren Zylinder. Zwischen diesen beiden Zylindern sitzen 6 Führungsrohre, in die 5 Sicherungsstäbe aus Cadmium mit einer Hülse aus rostfreiem Stahl und ein massiver Regelstab aus rostfreiem Stahl eingesetzt sind. Der lockere Aufbau des Kerns wird durch die Verwendung von schwerem Wasser als Moderator ermöglicht. Die 18 Brennelemente sind in eine Gitterplatte eingesetzt, die durch 18 kegelförmig angeordnete Rohrstutzen mit dem Kühlwasser-Absaugstutzen verbunden ist. Nach oben ragen die Brennelemente in ein 2 m langes Führungsrohr hinein. Durch dieses Rohr hindurch können sie eingesetzt und ausgewechselt werden. Jedes Rohr besitzt mehrere rechteckige Durchbrüche, durch die das Kühlwasser aus dem Tank in das Brennelement einströmen kann. Der untere Teil der Führungsrohre taucht etwa 75 cm tief in das schwere Wasser ein. Der obere Teil ragt einen Meter weit in den Betondeckel des Reaktors hinein und ist mit einem Betonstahlzylinder ausgefüllt. Oberhalb der Führungsrohre sitzt ein drehbarer Betonpflock von etwa 80 cm Durchmesser. Er besitzt zwei exzentrische Löcher, die ebenfalls mit Pflöcken verschlossen und die wahlweise über eines der Führungsrohre für die Brennelemente gebracht werden können. Durch diese Löcher hindurch kann jedes Brennelement ausgewechselt werden, ohne daß größere Teile der Abschirmung entfernt werden müssen. Die kritische Masse des Kerns beträgt 1,4 kg U^{235}. Zur Kompensation von Abbrand, Vergiftung und experimenteller Absorption werden weitere 500 g zugefügt, so daß die Kernladung 1,9 kg U^{235} beträgt. Die thermische Ausnutzung beträgt 0,889, die Diffusionslänge 131 cm², der Temperaturkoeffizient $-1{,}6 \cdot 10^{-4}$ grad^{-1}.

Die Sicherungs- und Regelstäbe werden wie beim Schwimmbadreaktor durch Zahntrieb bewegt. Das Antriebsaggregat sitzt an der Außenwand der Reaktorabschirmung. In Fig. **753.**1 ist rechts eines dieser Aggregate zu sehen. Die lange waagerechte Antriebswelle führt durch die Abschirmung hindurch und ragt in das Führungsrohr der Zahnstange hinein. Der elektrische und elektronische Teil des Sicherungs- und Regelsystems ist ähnlich dem System, das beim Schwimmbadreaktor beschrieben wurde. In der Fig. **753.**1 erkennt man das Steuerpult, das auf der oberen Plattform der Reaktorhalle aufgestellt ist. Es enthält einen Sicherheitsverstärker, der von zwei Ionisationskammern direkt und von einer dritten über einen Logarithmier- und Differenzierverstärker gesteuert wird. Außerdem spricht er auf Sperren an, die alle wesentlichen Betriebsbedingungen garantieren: die Höhe des Wasserspiegels, die zulässigen Strahlungspegel, den ausreichenden Kühlwasserfluß, eine nicht zu hohe Temperatur und den ordnungsgemäßen Verschluß des Reaktors. Eine vierte Ionisationskammer steuert über einen Servoverstärker den Antrieb des Regelstabes.

Der Reaktorkern sitzt in der Mitte eines Tanks von 150 cm Durchmesser und 200 cm Höhe. Er ist bis zu 1,80 m mit schwerem Wasser gefüllt. Ein Überlaufrohr sorgt dafür, daß dieser Stand niemals überschritten wird. Mit einem Ablaßventil läßt sich der Wasserspiegel manuell oder automatisch senken. Auf diese Weise wird die Reflektorwirkung in vertikaler Richtung herabgestzt und der Reaktor unterkritisch gemacht. Dies ist eine zusätzliche Sicherung. Der Raum über dem Wasser ist mit Helium gefüllt.

Das gesamte Kühlsystem enthält etwa 5000 l schweres Wasser. Das Kühlwasser strömt durch zwei Öffnungen im Boden des Tanks ein, tritt durch die rechteckigen Öffnungen in die Führungsrohre ein, strömt dann zwischen den einzelnen Lamellen der Brennelemente abwärts in die kegelförmig angeordneten Rohrstutzen und mündet von da in den zentralen Absaugstutzen ein. Es wird dann von der Pumpe angesaugt und durch den Wärmetauscher hindurch in den Tank zurückgepumpt. Die mittlere Temperatur liegt bei 1 MW um etwa 50 °C. Wenn die Pumpe versagt, tritt automatisch Kühlung durch Konvektion in Kraft. Dem sekundären Kühlwasser wird die Wärme durch einen Kühlturm entzogen.

Der Schwerwassertank sitzt in einem zweiten mit demineralisiertem Leichtwasser gefüllten Tank. Dieser Tank hat 2,1 m Durchmesser und ist etwa 2,3 m hoch. Das Wasser in diesem Tank zirkuliert ebenfalls durch ein Kühlsystem. Der etwa 30 cm dicke Mantel und Boden aus Kühlwasser bildet eine thermische Abschirmung des Betons gegenüber dem Reaktor.

Die gesamte Abschirmung des Reaktors setzt sich aus folgenden Schichten zusammen: 45 cm schweres Wasser, 30 cm leichtes Wasser mit Stahleinlagen von zusammen 15 cm Dicke und 109 cm Schwerbeton.

Zur Ausnutzung der Strahlung stehen 30 Strahlrohre und Bestrahlungseinrichtungen zur Verfügung.
Radial vom Kern ausgehend sitzen 11 horizontale Strahlrohre, 4 davon mit 10 cm, 3 mit 15 cm, 2 mit 19 cm und 2 mit 28 cm Durchmesser. Außerdem 2 durchgehende Rohre, die auch für Rohrpostbüchsen Verwendung finden können, mit 15 cm Durchmesser. Alle diese Strahlrohre sind mit Betonpflöcken ausgestattet. Außerdem sind ihre Ausgänge mit einem 24 cm dicken Bleischieber verschließbar. Diese Bleischicht für sich allein bietet bei abgeschaltetem Reaktor einen ausreichenden Strahlenschutz. Öffnen und Schließen dieses Schiebers erfolgt elektrisch. Durch den Deckel des Reaktors ragen 10 Bestrahlungsrohre in den Schwerwassertank hinein. Neun davon haben etwa 12 cm Durchmesser und sitzen an der Peripherie. Eines davon ragt in das Zentrum des Kerns hinein. Es hat etwa 6 cm Durchmesser. Alle diese Strahlrohre sind ebenfalls mit Abschirmpflöcken ausgestattet. Der unterste Teil dieser Pflöcke enthält einen 10 cm dicken Bleiklotz. Dicht unterhalb des Bodens des Schwerwassertanks laufen zwei rechteckige, 20 cm breite, und 30 cm hohe Kanäle. Durch diese Kanäle kann Material eingefahren werden, das zum Zwecke der Isotopenherstellung bestrahlt werden soll.
Die thermische Säule hat einen Querschnitt von $1{,}5 \times 1{,}5$ m². Sie ist nach außen durch eine Türe abgeschirmt, die eine etwa 80 cm dicke Betonschicht und eine etwa 20 cm dicke Bleischicht enthält. Die Tür hat eine quadratische Luke mit etwa 40 cm lichter Weite. Durch diese Luke hindurch sind die in der Mitte der thermischen Säule verlaufenden Bestrahlungskanäle zugänglich. Im oberen Teil der thermischen Säule ist eine vertikale zylindrische Öffnung mit 24 cm Durchmesser. Sie kann mit einem Graphitpflock verschlossen werden und ist von der Oberseite des Reaktors her zugänglich. Auch hier ist eine Abschirmung mit Blei und Beton vorgesehen.
Ein anderer Reaktor vom CP 5-Typ mit einer Leistung von 1 MW und einem thermischen Fluß von 10^{13} n/cm² s wird von Atomics International angeboten. Er enthält einen Graphitreflektor und erfordert deshalb nur 2200 l schweres Wasser.

3.627 Leichtwasser-Tankreaktor

Im Leichtwasser-Tankreaktor dienen leichtes Wasser als Moderator und Kühlmittel, Beryllium und Graphit als Reflektoren und hoch angereichertes Uran als Brennstoff. Durch besondere Ausbildung der Brennelemente und durch Verwendung leistungsfähiger Kühlwasserpumpen läßt sich ein solcher Reaktor mit sehr hoher Leistung betreiben. Die hohe spezifische Leistung (hohes $\mathcal{N}/m$) und der gedrängte Aufbau (hohe

Leistungsdichte $\mathcal{N}/v$) ergeben eine sehr hohe Flußdichte der thermischen und der schnellen Neutronen. Das macht einen solchen Reaktor besonders geeignet zur Untersuchung der Bestrahlungswirkung auf Werkstoffe und Aggregate, die im Reaktorbau Verwendung finden sollen. Aus diesem Grunde wurde der erste Reaktor dieses Typs „Materials Testing Reactor" (MTR) genannt.

3.627 1 Der MTR in Arco Idaho

Der MTR[1]) wurde von den National Laboratories in Oak Ridge[2]) und Argonne gemeinsam entwickelt und in Arco Idaho aufgestellt. Er ist seit März 1952 in Betrieb. Bei 30 MW wird eine mittlere Flußdichte von $2 \cdot 10^{14}$ thermischen und $1 \cdot 10^{14}$ schnellen Neutronen je cm^2 und s erreicht. Die maximale thermische Flußdichte geht bis $5 \cdot 10^{14}$ n/cm^2 s. Das ist die höchste bisher erzielte Flußdichte. Die Brennelemente des MTR sind zum Prototyp der Brennelemente mehrerer Reaktortypen geworden. Sie sind aus mehreren Lamellen zusammengesetzt, was eine besonders wirksame Kühlung ergibt. Etwa 25 solche Elemente zusammen mit 5 Spezialelementen wurden zum Reaktorkern zusammengesetzt. Der Kern sitzt in einem Tank von 1,50 m Durchmesser und 9 m Höhe. In diesen Tank ragen die Strahlrohre hinein. Zwischen Reaktorkern und Tankwand sind Reflektorelemente aus Beryllium eingesetzt. Um den Reaktortank ist ein Quader aus Graphit herumgebaut, der 2,70 m hoch, 3,2 m breit und 4,20 m lang ist. Das Ganze ist in einen nahezu würfelförmigen Betonblock von etwa 10 m Kantenlänge eingebaut. Die Sicherungsstäbe sind aus zwei Teilen zusammengesetzt, einem unteren Teil, der als Brennelement und Reflektor ausgebildet ist, und einem oberen Teil, der Cadmium enthält. Sie sind so tief eingesetzt, daß beim Anheben der Stäbe durch den Antriebsmechanismus Absorber aus dem Kern austritt und von unten Reflektor oder Brennstoff eintritt. Eine magnetische Kupplung zwischen Antriebsmechanismus und Sicherungsstab ermöglicht das „Notstoppen" des Reaktors.

Experimentelle Einrichtungen: 6 horizontale Strahlrohre und ein durchgehendes Rohr, die dicht an den Kern herangehen, 6 geneigte Strahlrohre, die an den Tank heranführen und den Kern durch Kanäle im Berylliumreflektor sehen. Zur Bestrahlung stehen zur Verfügung: hohle Spezialelemente zum Einsetzen in die Gitterplatte und Behälter zum Einbau in den Berylliumreflektor. Durch eine besondere Öffnung im Tank können Leitungen zu diesen Behältern verlegt werden. Außerdem hat er hydraulisch betriebene Rohrpostbüchsen. In den Graphitreflektor führen eine große Zahl von senkrechten Bestrahlungsrohren, die meist von oben zugänglich sind.

Den experimentellen Einrichtungen entsprechend wird der MTR auch für physikalische Forschung eingesetzt. Zum Beispiel werden Wirkungsquerschnittsmessungen mit einem schnellen Zerhacker und Kristallspektrometern durchgeführt. Andere Reaktoren dieses Typs wurden in Rußland entwickelt. Der PRT (1952) arbeitet mit 15% angereichertem Uran und liefert bei 10 MW eine thermische Flußdichte bis zu $8 \cdot 10^{13}$ n/cm^2s. Der RFT hat 10% Anreicherung und gibt bei 300 kW $2 \cdot 10^{12}$ n/cm^2 s.

3.627 2 Amerikanische Leichtwasser-Tankreaktoren

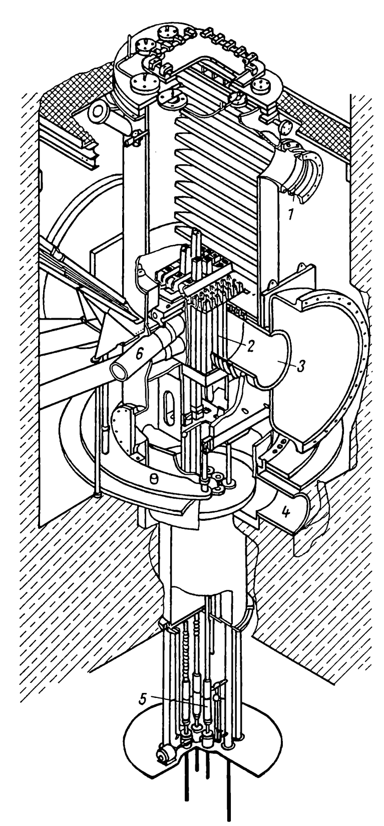
Die neuen amerikanischen Leichtwasser-Tankreaktoren sind auf bestimmte Verwendungszwecke spezialisiert. Wir betrachten drei davon: Den Oak Ridge-Forschungs-Reaktor (ORR), den Westinghouse Materials Testing Reactor (WTR) und den in Argonne entwickelten Argonaut, einen Reaktor kleiner Leistung für Ausbildung und Tests.

---

[1]) Huffmann, J. R., Nucleonics **12**, Nr. 4 (1954), 20

[2]) Sykes Jr., P. J., Nucleonics **14**, Nr. 10 (1956), 42.

Der Oak Ridge-Forschungsreaktor[1]) wird bei einer Leistung von 20 MW eine mittlere thermische Flußdichte von $1{,}3 \cdot 10^{14}$ n/cm² s abgeben. Eine Erhöhung der Leistung auf 30 MW ist möglich. Die Brennelemente sind vom MTR-Typ. Etwa 28 davon sitzen in einer Gitterplatte mit 7×9 (Fig. **758.1**) Löchern. Sie werden mit Reflektorelementen aus Beryllium zu einem rechteckigen Reaktorkern ergänzt. Der Tank, der diesen Kern aufnimmt, ist so geformt, daß er von allen Seiten zugänglich ist. Eine der beiden Breitseiten versorgt 6 Strahlrohre von 15 cm Durchmesser. An die beiden Schmalseiten schließen sich dicht zwei Kammern von 48 cm Breite und 63 cm Höhe an, in die große Aggregate zum Zwecke der Bestrahlung eingesetzt werden können. Die zweite Breitseite liegt dicht an der Tankwand an, so daß ihre ganze Strahlung außerhalb des Tanks ausgenutzt werden kann. Die Sicherungsstäbe sind wie beim MTR zweiteilig gebaut: der untere Teil mit Brennstoff oder Reflektor, der obere Teil mit Absorber. Das Antriebssystem sitzt im Gegensatz zum MTR unterhalb des Tanks (Fig. **757.1**). Das hat den Vorteil, daß der ganze Reaktorkern von oben her unbehindert zugänglich ist. Das Kühlwasser tritt durch zwei seitliche Rohre im oberen Teil des Tanks ein, durchsetzt den Kern und tritt unten wieder seitlich aus. Es werden in der Minute 46000 l hindurchgepumpt. Die Kühlung erfolgt in Radiatoren und mit Propellern ähnlich wie beim Autokühler.



757.1 Tank des Oak Ridge-Forschungsreaktors (ORR). — Nach Cole, T. E., u. Gill, J. P., ORNL-2240, Washington, D.C. — 1 Kühlwassereintritt, 2 Reaktorkern, 3 Bestrahlungskammer, 4 Kühlwasseraustritt, 5 Antriebsaggregat für Steuerstäbe, 6 Strahlrohre

Der Tank sitzt in einem Betonbecken von der Form und Größe eines Schwimmbadreaktorbeckens. In diesem Becken kann die flache Seite des Reaktortanks, die in unmittelbarer Berührung mit dem Kern steht, ausgenutzt werden. Hier lassen sich wie beim Schwimmbadreaktor Abschirmversuche in großem Maßstab durchführen. Das Reaktorbecken bildet zugleich eine thermische Abschirmung des Betons vom Tank. Etwa 1,5 MW der Reaktorleistung werden im Reaktorbecken absorbiert. Diese Leistung wird in einem zweiten Kühlwasserkreislauf mit einem Fluß von 3400 l/min abgeführt. Das Wasser im Becken erreicht dabei eine Temperatur von etwa 38 °C.

Der ORR stellt einen Forschungsreaktor mit ungewöhnlichen experimentellen Einrichtungen dar. Er ist in erster Linie zur Ergänzung der anderen Oak Ridge-Reaktoren bestimmt.

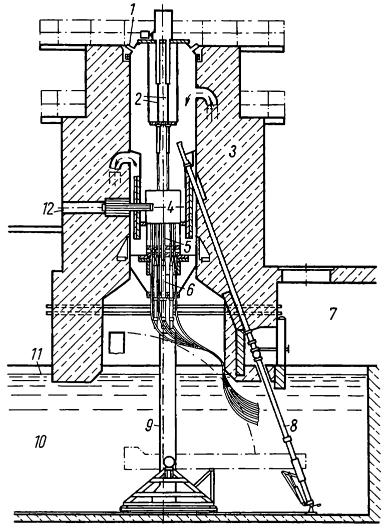
Der Westinghouse Materials Testing-Reaktor[2]) wurde Ende 1957 in Waltz

[1]) Gill, J. P., Nucleonics **12**, Nr. 9 (1954), 36. — Cole, T. E., u. Gill, J. P., The Oak Ridge National Laboratory Research Reactor, ORNL-2240 Engineering, Washington 25, D. C.

[2]) Schultz, M. A., Nucleonics **14**, Nr. 11 (1956), 138.

Mill, Pa. fertiggestellt. Er gibt bei einer Leistung von 20 MW eine mittlere thermische Flußdichte von etwa $6 \cdot 10^{13}$ n/cm²s ab. Der WTR ist ein reiner Materialprüf-Reaktor; er weist deshalb nur ein einzelnes Strahlrohr auf. Die Brennelemente (Fig. **759.2**) sind aus konzentrischen Rohren aufgebaut. Ein Aluminiumrohr dient als Dorn, mit einer halbzölligen Bohrung, die als Bestrahlungszelle ausgenutzt werden kann. Auf diesem sitzen 3 Aluminiumrohre, in die eine Al-U-Legierung eingebettet ist. Der Außendurchmesser beträgt 63 mm, die Länge ist 1 m. Von gleichem Durchmesser wie diese Brennelemente sind die Aluminiumführungsrohre für die Sicherungs- und Regelstäbe, die Hochdruckbestrahlungszellen, die normalen Bestrahlungszellen und die Rohrpostrohre. 137 solche Teile können in ein trommelförmiges Gerüst eingesetzt werden. Brennelemente und Regelstäbe werden von oben eingeführt, die Bestrahlungsstellen werden von unten mit einer Ladevorrichtung eingesetzt. Die Anordnung hat ein hohes Wasser-Metall-Verhältnis (1 : 1). Die kritische Ladung erfordert bis zu 12 kg U^{235}. Die Sicherungsstäbe sind wieder zweiteilig. Der untere Teil ist als Brennelement ausgebildet, der obere enthält Cadmium. Jeder der 9 Sicherungsstäbe reduziert die Reaktivität um etwa 3,5%. Die Anordnung zeichnet sich durch einen hohen negativen Temperaturkoeffizienten ($\delta k/k \delta t = 3{,}6 \cdot 10^{-4}$ grad^{-1}) aus.

758.1 Horizontalschnitt durch den Tank des Oak Ridge-Forschungsreaktors. — Nach Cole, T. E., u. Gill. J. P., ORNL-2240, Washington, D. C.



758.2 Westinghouse-Test-Reaktor (WTR). 1 Öffnungen für Meßleitungen, 2 Steuerstäbe, 3 Biologische Abschirmung aus Beton, 4 Reaktorkern, 5 Rohrpostrohre, 6 Fingerhutkammer, 7 Raum für Hochdrucktestschleifen, 8 Brennstofftransportrohr, 9 Lademaschine für Fingerhutkammern, 10 Kanal, 11 Wasserspiegel, 12 Strahlrohr

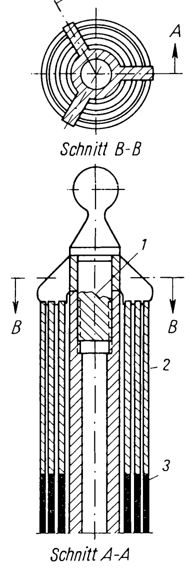
Der Reaktorkern (Fig **758.2**) sitzt in einem Tank aus rostfreiem Stahl von 2,40 m Durchmesser, 10 m Höhe und 2,5 cm Wandstärke. In der Umgebung des Kerns sind zwei konzentrische Zylinder aus nichtrostendem Stahl von 5 cm und 7,5 cm Dicke eingesetzt. Sie bilden die thermische Abschirmung der Betonabschirmung gegenüber dem Kern. Das Kühlwasser (51 000 l/min) tritt oben in den Tank ein, durchsetzt den Reaktorkern, steigt zwischen der thermischen Abschirmung und der Tankwand wieder nach oben und tritt dann aus dem Tank aus. Beim Bruch einer Kühlwasserleitung oder eines Ventils bleibt der Reaktorkern stets unter Wasser. Die Temperatur bleibt unter 55 °C.

Der Tank ist in einem Betonturm von 7,4 m Breite eingegossen. Der Deckel ist abnehmbar. Er enthält einen Einsatzzylinder, durch den Führungsrohre und Verbindungsstan-

gen für die Regelstäbe hindurch gehen. Ein einzelnes horizontales Strahlrohr von 20 cm Durchmesser ragt durch die Wand des Tanks und die thermische Abschirmung in den Reaktorkern hinein. Es kann durch einen drehbaren Bleiverschluß abgeschlossen werden.

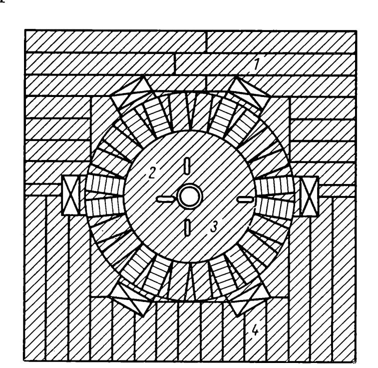
Der Reaktorturm sitzt über einem mit Wasser gefüllten Kanal von 2,10 m Breite, 5,4 m Tiefe und 53 m Länge. Dieser Kanal verbindet den Reaktor mit einem heißen Laboratorium. Vom oberen Teil des Tanks führt ein Verbindungsrohr zum Transport von Brennelementen in diesen Kanal. Unterhalb des Tanks sitzt eine Ladevorrichtung, mit der Bestrahlungszellen in den Reaktorkern eingeschleust oder herausgenommen werden können. In den Kanal münden außerdem 5 hydraulische Rohrpostrohre, mit denen kleine Präparate während des Reaktorbetriebs schnell eingeschossen oder herausgezogen werden können. In den Hochdruckbestrahlungszellen können Präparate bei Temperaturen bis zu 320 °C und Drucken bis zu 130 at bestrahlt werden. Die Zuleitungen zu diesen Zellen müssen allerdings beim Entladen abgeschnitten werden.

Die beschriebenen Einrichtungen machen den WTR besonders geeignet für laufende Materialuntersuchungen.



Der Argonaut[1]) (Fig. **759.1**) enthält Brennelemente vom MTR-Typ, die in einem ringförmigen Tank sitzen, wird mit leichtem Wasser und Graphit moderiert und gekühlt und benutzt einen ausgedehnten Graphitreflektor. Bei der maximalen Leistung von 10 kW tritt eine thermische Flußdichte von 10^{11} n/cm² s auf.

Ein Brennelement besteht aus 17 Aluminiumplatten, in die zu 20% angereichertes U_3O_8 eingebettet ist. 12 solche Pakete mit zusammen 3,7 kg U^{235} sind mit 12 wasserdicht gemachten Graphitblöcken zu einem Ring zusammengestellt. Dieser Ring sitzt in einem ringförmigen Tank von 90 cm Außendurchmesser, 60 cm Innendurchmesser und 60 cm Höhe. Das Kühlwasser tritt von unten in diesen Tank ein und wird oben abgeleitet. Die Wärme wird ihm in der üblichen Weise durch einen Wärmetauscher entzogen. Der ganze primäre Kühlkreislauf enthält nur 500 l Wasser.



759.1 (links) Horizontalschnitt durch den Argonaut-Reaktor. — Nach Armstrong, R. H., u. Kleber, G. N., Nucleonics **15**, Nr. 3 (1957), 62. 1 Graphitreflektor, 2 Brennelemente, 3 Graphitkern, 4 Höhlungen im Reflektor

759.2 (rechts) Brennelemente des Westinghouse-Test-Reaktors (WTR). — Nach Schultz, M. A., Nucleonics **14**, Nr. 11 (1956). 138. — Die drei äußeren konzentrischen Rohre enthalten 200 g U^{235}. Werkstoffe: 1. Rostfreier Stahl, 2. Aluminium, 3. Uran-Aluminium-Legierung. Länge des Elements 100 cm, Durchmesser 6,3 cm.

Der Raum innerhalb des Tanks ist mit Graphit gefüllt. Um den Tank herum ist ferner eine Graphithülle gebaut, die einen Quader von $1,5 \times 1,5 \times 1,2$ m³ bildet. Die biologische Abschirmung ist nach einem Baukastensystem aus Betonblöcken aufgebaut. Die Wandstärke ist etwa 1,8 m.

---

[1]) Armstrong, R. H., u. Kelber, C. N., Nucleonics **15**, Nr. 3 (1957), 62.

Zur Sicherung wird abweichend von den anderen Reaktoren einmal der hohe negative Temperaturkoeffizient des Systems ($-1{,}065 \cdot 10^{-4}$ °C) ausgenutzt, zweitens eine Einrichtung, die Stickstoffblasen in das Wasser einsprüht, und drittens eine Vorrichtung, die den Wasserspiegel senkt. Die Stickstoffblasen reduzieren die Moderatordichte. Zur Regelung wird mit einem Stahlkabel eine cadmiumhaltige Platte in eine Höhlung des Graphitmantels eingeschoben.

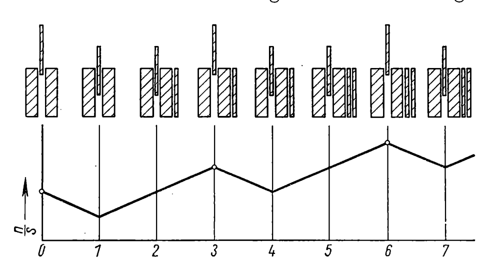
Der Argonaut enthält 22 Strahlrohre und Bestrahlungseinrichtungen. Fünf senkrechte Kanäle laufen im Graphitkern. An den Graphitmantel schließt sich eine thermische Säule an, und in dieser laufen 15 horizontale Kanäle. Durch die Betonabschirmung gehen zwei horizontale Strahlrohre. Abgesehen von diesen Einrichtungen läßt sich der Argonaut dank seinem ringförmigen Kern sehr vielseitig ausnutzen. Der Argonaut ist für manche Zwecke, z. B. für die Anwendung der Pile-Oszillatormethode, besser geeignet als ein großer Reaktor.

3.63 Einige reaktortechnische Messungen

Aussagen der Reaktortheorie und Berechnungen, die zur Entwicklung neuer Reaktoren angestellt werden, können an einem Forschungsreaktor nachgeprüft werden. Messungen dieser Art behandelt der Abschnitt über Reaktormeßtechnik (s. 3.3). Einige dieser Messungen müssen vor der Inbetriebnahme eines Reaktors durchgeführt werden und bilden die Grundlage für die reaktortechnische Ausbildung von Bedienungspersonal und von Physikern, die experimentelle Untersuchungen an einem Reaktor durchführen wollen. Die praktische Ausführung einiger derartiger Versuche soll im folgenden beschrieben werden[1]). (Über die theoretischen Grundlagen siehe Abschn. 2.6).

3.631 Das kritische Experiment

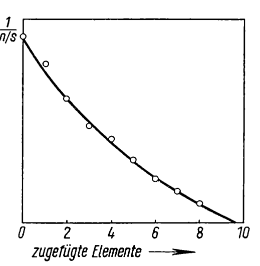
Bei jeder neuen Reaktoranlage oder nach wesentlichen Änderungen des Strahlsystems oder des Reaktoraufbaus muß die kritische Ladung des Reaktors bestimmt werden. Beim Schwimmbadreaktor geschieht das in folgender Weise: Man setzt in die Gitterplatte zunächst die Spezialbrennelemente mit den Sicherungs- und Regelstäben ein, außerdem einige Standardbrennelemente an Stellen, die mit dem geplanten Kernaufbau verträglich sind, insgesamt jedoch nicht mehr als halb so viel Brennelemente, als Berechnung oder Erfahrung für die kritische Masse ergeben. Die ersten Elemente wird man bevorzugt im Innern des aufzubauenden Kerns anordnen, wo ihr Beitrag zur Reaktivität am größten ist. Die Neutronenquelle wird nun so angeordnet, daß die von ihr ausgehenden Neutronen im wesentlichen durch den Reaktorkern hindurch zur Spaltkammer gelangen. Man zieht nun die Sicherungsstäbe voll heraus und bestimmt die Zählrate, d. h. die Zahl der Neutronen, die je Sekunde in der Spaltkammer nachgewiesen werden (Fig. **760.1**). Dann treibt man die



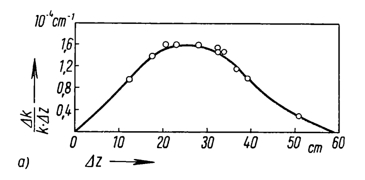
760.1 Ausführung des kritischen Experiments. Phasen des Kernaufbaues: 0 Sicherungsstäbe ausgefahren; Messung, 1 Sicherungsstäbe eingefahren, 2 Ansetzen eines Brennelements. 3 Sicherungsstäbe ausgefahren; Messung, 4 Sicherungsstäbe eingefahren, 5 Ansetzen eines zweiten Brennelements usw. Darunter die in jeder Phase auftretende Zählrate

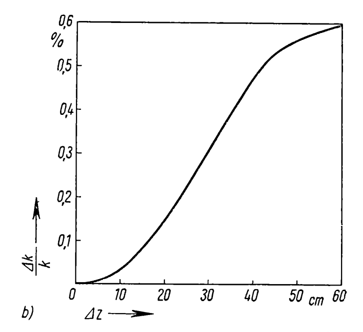
[1]) Breazeale, W. M., Cochran, R. G., Misenta, R., Geisler, G., Sjoborg, W., Low Power Experiments with the Pennsyslvania State University Reactor Contract Nr. AT-(40-1)-2009 USAEC 1956.

Sicherungsstäbe zur Hälfte ein und bestimmt die Zählrate wieder. Die Absorption der Neutronen in den Sicherungsstäben setzt sie herab. Nun fügt man ein neues Brennelement hinzu. Die Zählrate steigt infolge der vermehrten Multiplikation an. Zieht man jetzt noch die Sicherungsstäbe heraus, so erfolgt ein weiterer Anstieg über die Ausgangsrate hinaus. Bevor man ein weiteres Element hinzufügt, werden die Sicherungsstäbe wieder eingetrieben und so weiter. Man trägt nun während dieses Verfahrens laufend den reziproken Wert der Zählrate mit ausgezogenen Sicherungsstäben auf (Fig. **761.1**). Mit zunehmender Zahl der Elemente nähert sich dieser reziproke Wert immer mehr der Nulllinie. Der kritische Zustand mit der geringstmöglichen Überschußreaktivität ist erreicht, wenn die reziproke Zählrate mit ausgezogenen Stäben die Nullinie erreicht hat. Die Extrapolation der Kurve zeigt dies an, bevor das letzte dazu notwendige Element eingesetzt ist. Der letzte Schritt zum Kritischwerden wird mit besonders großer Sorgfalt vorgenommen. Das Element wird so langsam wie möglich an den Kern herangeführt, die Änderung der Zählrate wird dabei laufend beobachtet. Wenn die Abschätzung zeigt, daß ein ganzes Element zuviel ist, versucht man diese letzte Stufe mit einem halben Brennelement zu erreichen. Das Wesentliche an dem hier geschilderten Verfahren ist, daß jede Steigerung der Reaktivität über den bereits erreichten Wert nicht beim Zufügen des neuen Brennelements erfolgt, da dieses ja bei zur Hälfte eingefahrenen Sicherungsstäben vorgenommen wird, sondern durch das langsame, mechanische Herausziehen der Sicherungsstäbe.



761.1 Reziproke Zählrate beim kritischen Experiment





761.2 Kalibrierung eines Regelstabes. a) Differentialkurve: Reaktivitätsänderung je cm Stablänge für die verschiedenen Stellungen des Regelstabs, b) Integralkurve: Reaktivitätsänderung entsprechend einem bestimmten Auszug des Regelstabes. — Nach Breazale, W. M., Cochran, R. G., Misenta, R., Geisler, G., u. Sjoborg, W., Contract Nr. AT (40-1)-2009 USAEC (1956).

3.632 Kalibrierung eines Regelstabs

Eine wichtige Größe für den Betrieb und die Ausnutzung eines Forschungsreaktors ist die Reaktivität ϱ, die die Verschiebung des Regelstabs um eine bestimmte Strecke mit sich bringt. Man bestimmt sie nach der sog. Inhour-Formel

$$\varrho = \frac{\tau}{T_{\text{Reakt}}\, k_{\text{eff}}} + \sum_{i=1}^{m} \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_{\text{Reakt}}} \qquad \text{(s. 3.233)}$$

aus der Zeitkonstante T_{Reakt}, mit der die Leistung des Reaktors ansteigt.

Die Kalibrierung des Regelstabs über seine ganze Länge geschieht in folgender Weise: Man macht den Reaktor kritisch und stellt ihn mit den Sicherungsstäben auf eine konstante Leistung von 1 W ein. Der Regelstab bleibt voll eingetaucht. Am Linearschreiber beobachtet man etwa 10 min lang, ob die Leistung konstant ist, und regelt, wenn notwendig, mit den Sicherungsstäben nach, bis die Leistung innerhalb der Ablesegenauigkeit völlig konstant ist. Nun zieht man den Regelstab einige cm weit heraus. Die Leistung steigt dann an. Mit der Stoppuhr mißt man nun genau die Zeit, in der sie

von 5 W auf 50 W ansteigt, und berechnet aus $\mathcal{N} = \mathcal{N}_0\, e^{t/T}$ die Zeitkonstante T_{Reakt}, mit der der Anstieg erfolgt. Mit der Inhour-Formel berechnet man aus T_{Reakt} die Reaktivität ϱ. Außerdem bestimmt man genau die Strecke, um die der Regelstab herausgezogen worden ist. Man kann so die Reaktivitätsänderung bestimmen, die an der betreffenden Stelle im Mittel der Verschiebung des Regelstabs um 1 cm entspricht. Inzwischen hat man mit den Sicherungsstäben den Reaktor wieder auf 1 W einreguliert. In derselben Weise bestimmt man für einen zweiten Abschnitt des Regelstabs die spezifische Reaktivität, indem man ihn um einige weitere Zentimeter herauszieht. In dieser Weise läßt sich der ganze Stab ausmessen. Trägt man die spezifische Reaktivität als Funktion der Strecke auf, um die der Stab herausgezogen wurde, so erhält man die Differentialkurve Fig. **761.2** a. Ihre Integration ergibt die Integralkurve Fig. **761.2** b. Sie gibt die Reaktivität an, die einem bestimmten Auszug des Regelstabs entspricht. Insbesondere gibt sie den Wert an, dem der voll ausgezogene Stab entspricht.

Mit dem kalibrierten Regelstab kann man nun bequem alle Reaktivitätsänderungen messen, die auftreten, wenn man ein Präparat an den Kern heranführt oder in den Kern eintaucht. Wenn man außerdem Präparate zur Verfügung hat, deren totalen Absorptionsquerschnitt man genau kennt, kann man für ein Präparat durch Vergleich mit dem Eichpräparat auch Absorptionsquerschnitte messen. Andere für den Reaktorbetrieb wichtige Messungen betreffen das Spektrum der Neutronen und das Gamma-Spektrum[1]).

Zusammenfassende Literatur:

Genf. Ber. 1955, Bd. 2 und Bd. 5. — Selected Reference Material United States Atomic Energy Program, Research Reactors. Washington, D. C., o. J., 442 S. — Progress in Nuclear Energy, Ser. II, Reactors, Bd. I. London u. New York 1956. — Beck, C. K., Nuclear Reactors for Research, New York 1957.

3.7 Leistungsreaktoren*)

3.71 Energiegewinnung aus der Kernspaltung

3.711 Möglichkeiten der Energiegewinnung aus einem Leistungsreaktor

Es sind vor allem zwei Grundtatsachen, die der Kernspaltung die überragende Bedeutung für die Energiegewinnung der Zukunft gesichert haben. Das ist einmal die Tatsache, daß der pro Elementarprozeß umgesetzte Energiebetrag außerordentlich hoch ist, wenn wir ihn mit chemischen Reaktionen, etwa mit der Verbrennung von Kohlenstoff, vergleichen. Er beträgt ungefähr das 50 Millionenfache. Das bedeutet, daß man aus einem Kilogramm spaltbarem Uran durch Kernspaltung $1{,}9 \cdot 10^{10}$ kcal gewinnen kann, während aus 1 kg Kohlenstoff durch Verbrennung zu CO_2 nur 8100 kcal zu erzielen sind. Die Kernphysik kennt aber viele Prozesse mit einem so hohen Energieumsatz, die trotzdem keine Bedeutung als Energiequellen erlangt haben. Was die Kernspaltung vor all diesen Prozessen auszeichnet, ist die zweite Tatsache, nämlich, daß es möglich ist, in einer geeigneten Reaktoranordnung den Kernspaltungsprozeß als eine Kettenreaktion ablaufen zu lassen, in ganz ähnlicher Weise wie eine Verbrennung, wo durch die Reaktion selbst immer wieder die Bedingungen für das Fortschreiten der Reaktion geschaffen werden.

Trotz dieser ermutigenden Erkenntnisse ist es aber bis heute noch nicht gelungen, ein wirtschaftliches Atomkraftwerk zu bauen, das Energie zu einem niedrigeren Preis

*) Verfaßt von A. Ziegler, Erlangen.

[1]) Maienschein, F., u. Love, T., Nucleonics **12**, Nr. 5 (1954), 6.

liefern kann als Kohlenkraftwerke. Die Gründe liegen in prinzipiellen und technischen Schwierigkeiten, von denen hier nur die wichtigsten genannt werden können.

1. Bei der im allgemeinen äußerst geringen Konzentration des Urans im Erz ist die Gewinnung des rohen Brennstoffs schon verhältnismäßig teuer (40 DM/kg).
2. Von dem in der Natur vorkommenden Uran besteht nur ein geringer Bruchteil aus spaltbarem Material, und dieser Anteil ist gerade so klein, daß damit ein Reaktor nur unter einschneidenden technischen Einschränkungen funktionieren kann.
3. Die Anreicherung des Brennstoffs zu solchen Konzentrationen, die eine einigermaßen freizügige Reaktorkonstruktion erlauben würden, ist sehr kostspielig.
4. Mit dem Spaltungsprozeß sind neben der Energieabgabe noch andere Phänomene, insbesondere die Erzeugung der Spaltprodukte mit ihren durchdringenden, gefährlichen Strahlungen, verbunden, welche die Reaktorkonstruktion und den Betrieb äußerst erschweren und verteuern.
5. Schließlich sind diese Schwierigkeiten nur durch eine umfangreiche und kostspielige material- und verfahrenstechnische Entwicklungsarbeit zu meistern, wodurch vor allem der zögernde Fortschritt zu erklären ist.

Vielleicht kann heute noch nicht einmal die grundlegende Frage, auf welchem Wege man die bei der Kernspaltung freiwerdende Energie am besten nutzbringend verwendet, endgültig beantwortet werden.

Man hat nämlich grundsätzlich, je nach der Form der anfallenden Energie, verschiedene Wege zu ihrer Verwertung. Wir wollen deshalb nur kurz betrachten, in welcher Form die Kernenergie frei wird und welche Verwendungsmöglichkeiten uns offenstehen. Die Reaktionsprodukte des Spaltprozesses, unter die sich die Energie aufteilt, sind Spaltprodukte, Neutronen und Strahlungen. Der weitaus größte Teil der Energie wird unmittelbar als kinetische Energie der Kernbruchstücke und der ausgeschleuderten Neutronen frei. Von den beiden Kernbruchstücken darf im allgemeinen angenommen werden, daß sie elektrisch hoch geladen sind. Prinzipiell könnte man sie also z. B. gegen ein elektrisches Feld anlaufen lassen und die kinetische Energie unmittelbar in potentielle, elektrische Energie umwandeln. Während es schon gelungen ist, durch Verwendung der Beta-Strahlung gewisser Spaltprodukte nach diesem Prinzip kleine Hochspannungselemente zu bauen, scheint der Versuch der direkten Gewinnung großer elektrischer Leistungen im Reaktor ziemlich aussichtslos.

Auch die erwähnten „chemotechnischen Reaktoren“ stellen einen Versuch dar, die hohe kinetische Energie der Spaltprodukte unmittelbar dazu auszunutzen, um chemische Verbindungen aufzubrechen oder den Ablauf chemischer Reaktionen zu fördern.

Wendet man keine besonderen Kunstgriffe dieser Art an, so wird die kinetische Energie durch viele Stöße an die Atome der umgebenden Materie übertragen und dadurch in eine ungeordnete Wärmebewegung umgewandelt, die zunächst als Temperaturerhöhung in Erscheinung tritt. Es fehlt nicht an Versuchen, die Wärme unmittelbar ohne Umweg über mechanische Arbeit in Elektrizität zu verwandeln, z. B. durch Ausnutzung des thermoelektrischen Effekts.

Der am meisten versprechende und allgemein begangene Weg ist aber die Umwandlung der Wärme über eine Wärmekraftmaschine in mechanische Arbeit und dann in Elektrizität. Von dieser Art sind fast alle im folgenden beschriebenen Leistungsreaktoren. Alle bisher gebauten und im Bau befindlichen Reaktorkraftwerke arbeiten ebenso wie die konvektionellen Kraftwerke über die Verdampfung von Wasser. Bei den geplanten sind auch einige mit Gasturbinen. Im wesentlichen wird also durch den Reaktor nur die Feuerung ersetzt. Allerdings hat diese Maßnahme selbstverständlich viele Veränderungen im Aufbau der Gesamtanlage zur Folge, die im einzelnen in 3.42 schon aufgezeigt wurden.

3.712 Zweck eines Leistungsreaktors

Der Hauptzweck eines Leistungsreaktors ist es, die durch die Kernspaltung freigesetzte Energie nutzbringend zu verwenden. Nun erzeugt ein Reaktor aber noch andere Produkte, nämlich überschüssige Neutronen und Strahlungen. Zur Verbesserung der Wirtschaftlichkeit eines Leistungsreaktors kann man versuchen, auch diese Nebenprodukte nutzbringend zu verwenden. Man spricht in diesem Sinne von Mehrzweckreaktoren. Der daraus zu erzielende Gewinn ist im allgemeinen aber wegen der dafür notwendigen kostspieligen Anlagen relativ gering.

Eine Mehrzweckverbindung von besonderer Bedeutung, nämlich die Verbindung von Energieerzeugung und Plutoniumproduktion, ist fast zwangsläufig gegeben, da immer, wenn der Brennstoff größere Mengen von U^{238} enthält, durch Neutroneneinfang auch Plutonium erzeugt wird. Für dieses Plutonium wird von den staatlichen Atomenergie-Kommissionen ein hoher Preis gezahlt, da es u. a. auch zur Atombombenproduktion brauchbar ist. Viel wichtiger ist aber, daß dieses Plutonium wieder als Brennstoff in anderen Reaktoren dienen kann. Dasselbe gilt für U^{233}, das durch Neutroneneinfang aus Th hergestellt werden kann.

Auch für die intensive Gamma-Strahlung, vor allem die der Spaltprodukte, gibt es Verwendungsmöglichkeiten, z. B. zur Kaltsterilisierung von Nahrungsmitteln, zur Härtung von Kunststoffen und zur therapeutischen Behandlung von Patienten. Die Bestrahlung kann entweder in einer vom Reaktor unabhängigen Anlage erfolgen, indem man die abgebrannten Brennelemente als Strahlungsquellen benutzt. Sie kann aber auch in besonderen Vorrichtungen am Reaktor selbst durchgeführt werden, wobei allerdings die Neutronen sorgfältig herausgefiltert werden müssen, um keine Radioaktivität im bestrahlten Gut zu induzieren. Ein solcher Doppelzweckreaktor für gleichzeitige Energiegewinnung und Kaltsterilisierung von Nahrungsmitteln ist z. B. für Nebraska in den USA geplant.

3.72 Der Aufbau eines Leistungsreaktors

Bevor wir uns der Beschreibung einiger tatsächlich ausgeführten oder konstruierten Leistungsreaktoren zuwenden, wollen wir versuchen, die wesentlichsten Gesichtspunkte, welche beim Bau eines Leistungsreaktors berücksichtigt werden müssen, zu verstehen. Obwohl das Zusammenspiel der einzelnen am Reaktor ablaufenden Funktionen als kompliziertes Gesamtsystem verstanden werden muß, ist es doch nützlich, bei der Betrachtung einzelne, in gewissem Sinn abgeschlossene Systeme ins Auge zu fassen. Solche Systeme sind z. B. das neutronenphysikalische Reaktionssystem; das Kühlsystem; das Brennstoffsystem; das Regel- und Sicherheitssystem; das strukturelle und mechanische System; die Abschirmung; die äußeren Kreisläufe.

Die meisten dieser Systeme sind in früheren Kapiteln bereits studiert worden. Im folgenden soll versucht werden, vor allem die inneren Zusammenhänge und Verflechtungen zwischen den einzelnen Systemen deutlich werden zu lassen.

3.721 Prinzipieller Aufbau eines Leistungsreaktors

Der Aufbau eines Leistungsreaktors ist im Prinzip dem eines Forschungsreaktors ähnlich. Er besteht ebenfalls aus einer Anordnung von spaltbarem Material in einem Moderator (bzw. ohne Moderator bei Schnellen Reaktoren) derart, daß eine gesteuerte Kettenreaktion ablaufen und die entwickelte Wärme in verwertbarer Form abgeführt werden kann.

Auch bei Forschungsreaktoren und Pu-Konvertern muß die Wärme durch ein besonderes Kühlsystem abgeführt werden. Da man in beiden Fällen eine möglichst hohe

Neutronenflußdichte anstrebt, besteht auch bei diesen Reaktoren das Problem, möglichst viel Wärme abzuführen. Der große Unterschied zum Leistungsreaktor liegt aber darin, daß man auf die Ausnutzung der Wärme bewußt verzichtet, was zur Folge hat, daß keine Forderungen bezüglich des Temperaturniveaus und der Aufwärmspanne berücksichtigt werden müssen. Demgegenüber kommt es im Leistungsreaktor darauf an, Wärme möglichst hoher Qualität zu gewinnen, d. h., sie bei möglichst hoher Temperatur aufzunehmen, wodurch vor allem besondere Materialschwierigkeiten aufgeworfen werden. Gerade Uran als Brennstoff macht in diesem Temperaturbereich besondere Schwierigkeiten, weil die Umwandlung von der α- in die β-Phase bei 660 °C liegt. Diese Temperatur darf nirgends im Brennstoff, auch nicht in der Stabmitte, überschritten werden, wenn man unerwünschte Formänderungen vermeiden will. Die Reaktionsgeschwindigkeit der chemischen Einwirkung des Kühlmittels auf das Hüllenmaterial wird durch die erhöhte Temperatur stark beschleunigt. Dasselbe gilt für den Brennstoff, falls das Kühlmittel infolge einer Undichtigkeit damit in Berührung kommt. Sofern das Kühlmittel oder der Moderator bei der Betriebstemperatur einen hohen Dampfdruck haben, wird ein dickwandiger Druckkessel erforderlich. Diese und andere Gesichtspunkte haben natürlich zur Folge, daß der wirkliche Aufbau eines Leistungsreaktors von dem eines Forschungsreaktors trotz des gleichen Prinzips sehr verschieden aussieht, was aus der Beschreibung einiger Ausführungen klar werden wird.

3.722 Konstruktiver Aufbau eines Leistungsreaktors

Alle Überlegungen über die Ausbildung des Reaktorkerns gehen von zwei zentralen Forderungen aus. Erstens muß der Reaktor so gebaut sein, daß er kritisch wird, und zweitens so, daß möglichst viel Wärme hoher Qualität abgeführt werden kann.

Die Bedingung der Kritizität läßt sich je nach der Anreicherung des Brennstoffs durch die verschiedensten Anordnungen erfüllen, wie sie in 3.2 bereits besprochen wurden.

Ein Reaktor hat grob gesehen einen schalenförmigen Aufbau. Der innerste Teil, der sog. Reaktorkern, ist das Volumen, wo die Voraussetzungen für eine Kettenreaktion gegeben sind, d. h., wo der Multiplikationsfaktor größer als 1 ist. Der Reaktorkern ist im allgemeinen möglichst kompakt gebaut, und seine Abmessungen in den drei Raumrichtungen sind für gewöhnlich annähernd gleich. Der Reaktorkern wird nach allen Seiten von einem Reflektor umgeben, von dem er unter Umständen noch durch einen Behälter getrennt ist. Der Reflektor besteht bei thermischen Reaktoren aus einer Moderatorsubstanz, bei Schnellen aus einem Brutmantel von U oder Th. Kern und Reflektor befinden sich in dem Reaktorkessel, der den eigentlichen Reaktor nach außen abschließt. Bisweilen werden zur Erhöhung der Sicherheit, zwecks besserer Kühlung und aus ähnlichen Gründen sogar mehrere ineinandergeschachtelte Behälter verwendet. Auch die Abschirmung selbst ist oft noch aus verschiedenen Schichten aufgebaut, um einen wirksamen Abbau der Strahlungsintensität zu erreichen. Vor allem ist die Innenseite meistens mit dicken Stahlplatten ausgekleidet, die als thermische Abschirmung bezeichnet werden und die Aufgabe haben, die Gamma-Strahlung soweit herabzusetzen, daß die Erwärmung im Innern der dicken Betonschicht nicht zu unzulässigen Wärmespannungen führt. Wenn die Wandstärke des Kessels wegen des hohen Druckes ziemlich dick gemacht werden muß, wird die thermische Abschirmung unter Umständen innerhalb des Druckkessels angebracht, um auch diesen in demselben Sinne zu schützen.

Der Reaktorkern hat bei den einzelnen Reaktortypen eine sehr verschiedene Struktur. Bei der Anreicherung des natürlichen Urans muß es eine heterogene, distante Anordnung von Brennstoffstäben oder -stücken in einem Moderator sein, damit die Resonanzabsorption möglichst umgangen wird. Diese Brennstoffstücke sind im allgemeinen mit einer Hülle überzogen und werden vom Kühlmittel umspült. Bei sehr

hoher Leistungsdichte erfordert die Wärmeabfuhr eine feinere Unterteilung der einzelnen Stäbe, was eine Verminderung des Multiplikationsfaktors zur Folge hat. Falls der Moderator flüssig ist, kann er auch gleichzeitig als Kühlmittel dienen. Um den Moderator kalt zu halten, erweist es sich aber auch dann oft als zweckmäßig, das Kühlmittel durch Rohre, welche die einzelnen Brennelemente umgeben, vom Moderator zu trennen. Das Kühlmittel kann aber auch vom Moderator verschieden sein, wobei dann die Trennung wegen der geforderten absoluten Dichtigkeit entsprechend schwieriger wird.

Bei höherer Anreicherung kann man auf die distante Anordnung verzichten und die Resonanzabsorption in Kauf nehmen. Die Höhe der Resonanzabsorption wird dann durch das Moderator-Uran-Verhältnis bestimmt, das um so kleiner sein darf, je höher die Anreicherung ist. Der Feinheit der Brennstoffunterteilung sind keine Grenzen mehr gesetzt, und man kann bis zu einer homogenen Mischung von Brennstoff und Moderator gehen. Wenn auch der Reaktionsmechanismus der heterogenen und der homogenen Ausführung sich nicht wesentlich unterscheiden, so sieht doch der konstruktive Aufbau grundverschieden aus. Der heterogene Typ besteht gewöhnlich aus einer dichtgepackten Anordnung von Brennstoffplatten, -stäben oder -rohren mit großer Wärmeübergangsfläche, die meist zu Untereinheiten zusammengefaßt sind und direkt im Moderator stehen, der gleichzeitig als Kühlmittel dient. Beim homogenen Typ ist der ganze Reaktorkern mit einer Lösung oder Suspension des Brennstoffs im Moderator erfüllt, welche mitsamt dem Brennstoff durch einen Wärmetauscher umgepumpt wird. Die auftretenden Probleme sind von denen der heterogenen Reaktoren grundverschieden.

Bei sehr hoher Anreicherung wird es auch möglich, eine Kettenreaktion mit schnellen Neutronen, d. h. ohne Moderator, zustande zu bringen. Im Prinzip sind sowohl heterogene als auch homogene Anordnungen möglich, obwohl bisher nur die ersten als Leistungsreaktoren realisiert wurden. Der Reaktorkern besteht meistens aus einer sehr dichten Packung von Brennstoffplatten oder -stäben, welche mit rostfreiem Stahl überzogen sind und durch ein flüssiges Metall gekühlt werden. Andere Kühlmittel kommen nicht in Frage, da leichte Elemente vermieden werden müssen.

Die verschiedenen Konstruktionsmöglichkeiten sollen in Abschn. 3.725 noch eingehender diskutiert werden. Die meisten Reaktoren sind in zylindrischer Form mit senkrecht durchgehenden Kühlkanälen gebaut. Die zu Untereinheiten zusammengefaßten Elemente werden vielfach von oben in eine Grundplatte eingesetzt. Das Kühlmittel strömt gewöhnlich in eine Vorkammer, von der aus es auf die einzelnen Kanäle verteilt wird. Ebenso wird es nach dem Austritt aus den Kühlkanälen wieder in einer Kammer gesammelt und zum Wärmetauscher weitergeleitet. Die Druckdifferenz über die Kühlkanäle beträgt selten mehr als einige Atmosphären.

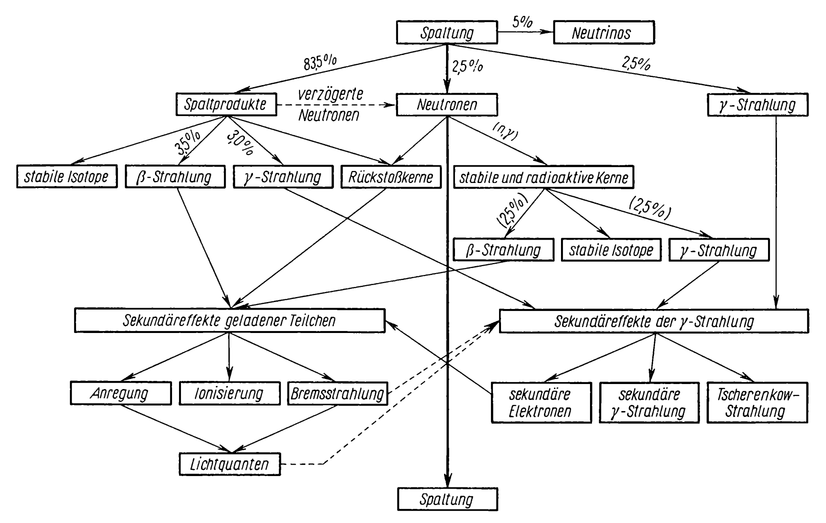
Zur Regelung dient im allgemeinen ein System von Absorberstäben, welche in den Reaktor hineingefahren werden können. Bei Schnellen Reaktoren kann sie auch durch bewegte Reflektorteile oder Brennstoffstäbe bewerkstelligt werden. Ihre Bewegung wird von Hand oder durch Meßsonden gesteuert, welche vielfach auch innerhalb des Reaktors eingebaut sind, insbesondere solche für die Messung von Neutronenflußdichte, Temperatur, Strömungsgeschwindigkeit, Druck und Radioaktivität.

Der Reaktorbetrieb erfordert außer dem Hauptkühlsystem noch eine Vielzahl von anderen äußeren Kreisläufen, z. B. zur Reinigung und Überwachung von Moderator, Kühlmittel, Gasatmosphäre usw., die größtenteils außerhalb der Abschirmung angeordnet sind.

3.723 Allgemeine Gesichtspunkte zum Aufbau eines Leistungsreaktors

Die bei der Reaktorkonstruktion zu treffenden technischen Maßnahmen werden bedingt durch die verschiedenen mit der Spaltung verbundenen Phänomene, nämlich

Erzeugung von Neutronen, Spaltprodukten und Strahlungen, neben der Freimachung kinetischer Energie (Fig. **767.1**). Bei der Konstruktion müssen die technischen Konsequenzen dieser Spaltungsphänomene bis ins Detail durchdacht und beachtet werden.



767.1 Spaltungsprozeß und Folgeprozesse. Die eingeklammerten Prozentzahlen beziehen sich auf Anteile, die erst durch Sekundäreffekte entstehen. Sie sind nur zum Vergleich auf die Spaltungsenergie bezogen

3.723 1 Bedeutung der Neutronen

Die Neutronen sind die Träger der Reaktion und diktieren weitgehend den geometrischen Aufbau des Reaktors. Das gilt sowohl in bezug auf die äußeren Dimensionen, welche die Leckverluste bestimmen, als auch bezüglich der inneren Struktur, wo eine möglichst sparsame Verwendung von absorbierenden Materialien angestrebt werden muß, um die Absorptionsverluste niedrig zu halten.

Da fast alle Substanzen in der Lage sind, Neutronen zu absorbieren, muß die Materialauswahl für alle Teile, die sich im Reaktorkern befinden, in erster Linie nach neutronenphysikalischen Gesichtspunkten vorgenommen werden, meistens zum großen Leidwesen der Ingenieure und Metallurgen, die sich dadurch ihrer besten Materialien beraubt sehen und nach neuen Legierungen Ausschau halten müssen.

3.723 2 Bedeutung der Spaltprodukte

Abgesehen davon, daß die Spaltprodukte den größten Teil der Energie als kinetische Energie vermitteln, bedeuten sie im Reaktorbau eine außerordentlich lästige und hemmende Erscheinung, und zwar aus drei Gründen:

Im Gefüge des Brennstoffs stellen sie eine Fremdsubstanz dar, die bei ständig zunehmender Ansammlung die Qualität des Materials außerordentlich vermindert, da vor allem noch die Gitterzerstörung durch ihre hohe Anfangsenergie hinzukommt. Dadurch wird die Lebensdauer des Brennstoffs bis jetzt noch praktisch beschränkt auf etwa 1 % Abbrand der Gesamtmasse.

Ferner sind sie zum weitaus größten Teil radioaktiv und deshalb gefährlich. Neben der hierdurch mitbedingten Notwendigkeit einer Abschirmung werden vor allem die chemische Aufarbeitung des Brennstoffs und der eventuelle Wiedereinsatz erheblich verteuert und erschwert. Durch die noch lange nach der eigentlichen Spaltung freiwerdende Energie der radioaktiven Isotope wird eine Nachkühlung des Reaktors nach dem Abschalten verlangt, die mancherlei unangenehme Probleme mit sich bringt.

Außerdem besitzt eine Reihe von anfallenden Isotopen einen ungewöhnlich hohen Absorptionsquerschnitt, vor allem Xe und Sm, so daß sich schon die prozentual sehr geringen Mengen als empfindliche Vergiftung bemerkbar machen.

3.723 3 Abschirmung der Strahlung

Die Erzeugung von gefährlichen Strahlungen im Reaktor zwingt zu einer schweren Umbauung des Reaktorkessels mit einer sog. Abschirmung, deren konstruktiver Aufbau durchaus nicht so einfach ist, wie es auf den ersten Blick scheinen mag. Der besondere Aufbau der Abschirmung, der vor allem in einer sachgemäßen Ausbildung verschiedener aufeinanderfolgender Schichten zum Ausdruck kommt, hängt eng mit dem Umwandlungs- und Absorptionsmechanismus der beteiligten Strahlungen zusammen. Neben der Intensität müssen die räumliche Verteilung, der Entstehungsort, die Reichweite, das zeitliche Verhalten und die Sekundäreffekte genau studiert werden.

3.723 4 Freimachung der Energie

Neben der in Fig. **767.1** angegebenen Verteilung der Energie auf die einzelnen Reaktionsprodukte ist für die Reaktorkonstruktion vor allem wichtig zu wissen, in welcher Form, wo und wann die betreffende Energie jeweils frei wird.

Die kinetische Energie der Spaltprodukte, etwa 168 ± 5 MeV pro Spaltung, wird wegen deren kurzer Reichweite sofort und am Orte der Spaltung in Wärme umgesetzt. Weitere 13 MeV werden beim radioaktiven Zerfall der Spaltprodukte frei, und zwar etwa zu gleichen Teilen als Beta- und Gamma-Strahlung. Ein großer Teil der radioaktiven Folgeprozesse hat eine sehr kurze Halbwertszeit und kann für technische Überlegungen ebenfalls als nicht verzögert angesehen werden. Man muß sich aber davor hüten, die Energiebeträge, die von den angesammelten Spaltprodukten auch nach langer Zeit noch abgegeben werden, zu unterschätzen. Die zur Zeit t nach Beendigung des Reaktorbetriebs (Betriebsdauer ohne Unterbrechung T_0, Wärmeleistung $\mathcal{N}_{\text{Reakt}}$) von der Strahlung der Spaltprodukte erzeugte Wärmeleistung $\mathcal{N}_{\text{Prod}}$ kann nach Gl. (9) von Abschn. 2.232 roh abgeschätzt werden. Eine genauere Formel, die auf Messungen beruht, aber nur für Natururan gilt, ist von Untermeyr und Weills[1]) angegeben worden:

$$\mathcal{N}_{\text{Reakt}}/\mathcal{N}_{\text{Prod}} = [0{,}1\,(t + 10\,\text{s})^{-0{,}2} - 0{,}087\,(t + 2 \cdot 10^7\,\text{s})^{-0{,}2}] - (0{,}1\,(t + T_0 + 10\,\text{s})^{-0{,}2} - 0{,}087\,(t + T_0 + 2 \cdot 10^7\,\text{s})^{-0{,}2}]. \quad (1)$$

In dieser Gleichung ist die Zeit — wie schon aus der Formel selbst hervorgeht — in Sekunden einzusetzen. Für sehr kurze und sehr lange Zeiten ist die Gültigkeit von Gl. (1) nicht mehr besonders gut. In Fig. **769.1** ist Gl. (1) für verschieden Werte von T_0 graphisch dargestellt.

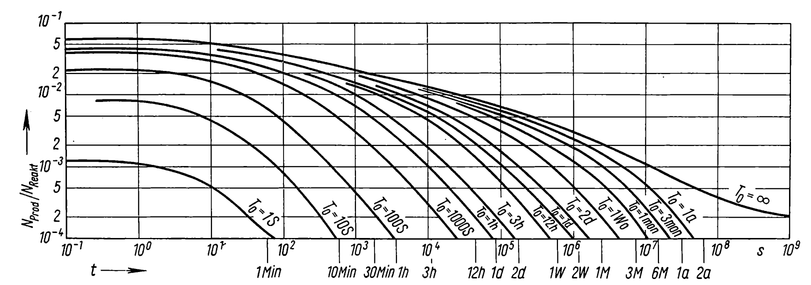
Die Reichweite der Beta-Strahlung ist noch so kurz, daß sie im allgemeinen nicht aus dem Brennelement austritt, also im wesentlichen zur Erhitzung des Elements beiträgt. Nur die Gamma-Strahlung hat eine sehr große Reichweite und bewirkt Erwärmungen abseits vom Spaltungsort.

Die kinetische Energie der Spaltneutronen, die etwa $5 \pm 0{,}5$ MeV pro Spaltung aus-

[1]) ANL-4790 (1952).

macht, wird speziell bei thermischen Reaktoren erst im Laufe des Moderations- und Diffusionsvorgangs in Wärme verwandelt. Das bedeutet, daß die zugehörigen Wärmequellen über ein gewisses Volumen der Anordnung hin verteilt sind und sich bevorzugt im Moderator befinden. Die zeitliche Verzögerung beträgt bis zu 10^{-3} s, ist also unbedeutend für technische Überlegungen. Für energetische Betrachtungen brauchen die verzögerten Neutronen kaum beachtet zu werden, da ihre kinetische Energie wesentlich geringer ist als die der prompten.

Außer der obenerwähnten Radioaktivität der Spaltprodukte entsteht auch bei der Spaltung selbst noch Gamma-Strahlung, auf die etwa 5 ± 1 M*e*V pro Spaltung entfallen. Die durch radioaktive Strahlung freiwerdende Energie wird teils am Entstehungsort der Strahlung (Rückstoßkerne mit kurzer Reichweite), zum größten Teil



769.1 Relative Wärmeleistung der Beta- und Gamma-Strahlung der Spaltprodukte eines t_0 Tage lang bestrahlten Brennstoffes als Funktion der Zeit t nach dem Abschalten des Reaktors. Parameter Betriebsdauer des Reaktors

jedoch am Ort der Absorption Wärme erzeugen, und das im allgemeinen mit erheblicher zeitlicher Verzögerung. Da man es im allgemeinen vermeidet, gefährliche Strahlung aus dem Reaktor austreten zu lassen, wird also auch diese Wärme noch innerhalb des Gesamtreaktors frei, und zwar trägt sie wesentlich zur Erwärmung der Abschirmung bei. Ein weiterer Energiebetrag von ungefähr 10 M*e*V je Spaltung wird durch die Neutrinos aus dem Reaktor hinaustransportiert und macht sich deshalb im Reaktor nicht bemerkbar.

Andererseits wird aber durch den Einfang der Neutronen etwa der gleiche Energiebetrag in Form von Beta- und Gamma-Strahlung sekundär erzeugt, so daß man je Spaltung 200 M*e*V rechnen darf, die tatsächlich im Reaktor verbleiben. Davon werden 185 M*e*V unmittelbar und 15 M*e*V mit einer nennenswerten Verzögerung frei.

3.723 5 Vergleich mit einer gewöhnlichen Feuerung

Diese Komplikationen im Charakter der Wärmeentwicklung haben besondere Auswirkungen auf die Konstruktion und Betriebsweise eines Kraftwerksreaktors zur Folge, die vielleicht am deutlichsten bei einem Vergleich mit einer normalen Feuerung zum Ausdruck kommen. Bei einer Kesselfeuerung liegt das Hauptproblem in der Trennung eines Raumes mit heißen Verbrennungsgasen von dem unter Druck stehenden Kühlmittel, wobei die Wand möglichst gute Wärmeübertragungseigenschaften haben soll und besonders gefährdet ist. Der Brennstoff wird bei der Verbrennung zerstört, und die Verbrennungsgase werden auf eine hohe Temperatur aufgeheizt. Eine strenge Begrenzung der Maximaltemperatur im Verbrennungsraum ist nicht gefordert, sondern eher eine Mindesttemperatur, damit die Reaktion in Gang bleibt. Dagegen ist aber die erreichbare Leistungsdichte begrenzt. Das Problem einer lokalen Überhitzung infolge

mangelhaften Wärmeübergangs ist weniger ernst, da die Bewegung der Verbrennungsgase ausgleichend wirkt. Beim Reaktor entsteht der überwiegende Teil der Wärme im Innern des Brennstoffs, und dieser Umstand führt oft zu einem sehr schwierigen Wärmeabfuhrproblem, insbesondere in heterogenen Systemen. Da man auf der wärmeerzeugenden Seite im allgemeinen einen festen Brennstoff hat, der temperaturbedingten Form- und Zustandsänderungen unterliegt, wird für die maximale Temperatur eine Höchstgrenze streng vorgeschrieben. Ein mangelhafter Wärmeübergang würde eine lokale Überhitzung zur Folge haben, die leicht zu einer Zerstörung des Brennelements führen kann. Die Leistungsdichte ist hingegen im Reaktor nicht beschränkt, sondern kann ohne Schwierigkeit so weit gesteigert werden, wie es die Wärmeabfuhr erlaubt. Die Trennung von Brennstoff und Kühlmittel wird im Reaktor bei weitem schwieriger als in einer Kesselfeuerung, da der Reaktor im Gegensatz zur Feuerung ein kompliziertes Gebilde darstellt, in dem noch viele andere Probleme gleichzeitig gelöst werden müssen.

Der Vergleich eines Reaktors mit einer gewöhnlichen Feuerung liefert noch andere interessante Gesichtspunkte. Die Neutronen und ihre Verteilung spielen eine entscheidende Rolle, weil sie sozusagen die Träger der Reaktion sind und damit eine ähnliche Rolle spielen wie der Sauerstoff bei einer gewöhnlichen Verbrennung. In beiden Fällen wird eine Substanz, genannt „Brennstoff", verzehrt, im einen Falle durch Vereinigung mit Sauerstoff, im anderen Falle durch Spaltung nach Vereinigung mit Neutronen. In beiden Fällen bleibt eine Asche zurück, hier das Oxyd in großer Menge, aber ungefährlich, dort die Spaltstoffe in geringer Menge, aber außerordentlich gefährlich. Während bei einer Feuerung große Mengen der beiden sofort reagierenden Substanzen Brennstoff und Sauerstoff ständig zugeführt werden müssen und die Reaktionsgeschwindigkeit gerade durch diese Zufuhr kontrolliert werden kann, ist beim Reaktor genau das Gegenteil der Fall. Die reagierenden Substanzmengen sind sehr gering und werden nicht von außen laufend zugeführt, sondern die Reaktion bleibt nur in Gang, wenn eine ganz bestimmte, ziemlich große Menge davon, nämlich die kritische Masse, vorhanden ist. Deshalb kann die Reaktionsgeschwindigkeit auch nicht durch Zufuhr von außen reguliert werden. Die Neutronen werden weder von außen zugeführt, noch sind sie von vornherein im Reaktor enthalten, sondern sie werden durch die Reaktion selbst laufend erzeugt. Nur durch die Regulierung ihrer Konzentration wird eine Steuerung des Prozesses möglich. Die Tatsache, daß im Reaktor von vornherein die Stoffmengen für die Erzeugung einer ungeheueren Energie zwar eingebaut sein müssen, aber nicht sofort reagieren dürfen, trägt neben der radioaktiven Strahlung zur Erhöhung der potentiellen Gefahr bei. Prinzipiell sind die Mittel zur Steuerung eines Reaktors allerdings einfach, ja, die meisten Reaktoren haben sogar die Eigenschaft der Selbststabilisierung, indem sie sich unabhängig von der Leistung auf eine durch die Regelung bestimmte Temperatur einstellen. Ein ähnliches stabiles Verhalten kann eine Feuerung wohl nicht aufweisen.

3.724 Realisierungsmöglichkeiten eines Leistungsreaktors

Ebenso wie bei den Forschungsreaktoren gibt es auch bei Leistungsreaktoren eine große Zahl von Ausführungsmöglichkeiten, wobei hier aber das Problem der Wärmeabfuhr und damit das Kühlmittel eine entscheidende Rolle spielt. Um das ganze Feld der Möglichkeiten zu überblicken, ist es nützlich, an Hand von Tab. **771.1** zu betrachten, welche verschiedenen Substanzen für Brennstoff, Moderator, Kühlmittel und welche Strukturen in Frage kommen.

Bildet man alle möglichen Kombinationen, so erhält man ersichtlich mehrere Hundert verschiedene Typen[1]). Sicherlich ist eine Reihe von ihnen praktisch nicht ausführbar, aber es bleibt dennoch eine große Zahl von Möglichkeiten. Durch den Zweck und die

[1]) Weinberg, A. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 19, P/862.

besonderen Gegebenheiten werden allerdings die im Einzelfalle in Frage kommenden Typen auf eine kleine Anzahl reduziert.

771.1 Verwendbare Substanzen für die wichtigsten Reaktorkomponenten

Brennstoff		Moderator	Kühlmittel	Struktur	
U^{235}, U^{233}, Pu^{239}	Metall flüssig Metall fest Keramik Salzlösung Suspension Gase	C D_2O H_2O Be CD-Verbindungen CH-Verbindungen	Gase: H_2, He, CO_2, A Flüssigkeiten: H_2O, D_2O, organische Verbindungen Na, NaK, Bi, Pb, geschmolzene Salze	thermisch	heterogen (distant) quasihomogen homogen
				schnell	heterogen homogen

Im folgenden wollen wir die Verwendbarkeit der in Tab. **771.1** genannten Materialien betrachten, um dann daraus eine Vorstellung über die praktisch ausführbaren Kombinationen zu gewinnen.

3.724 1 Verwendbare Brennstoffe

Als Material für die Brennelemente kommt grundsätzlich Uran bzw. Pu als Metall oder in Verbindungsform in Frage. Da das U-Metall schon bei 660 °C eine Phasenumwandlung hat und außerdem unter dem Einfluß der Temperatur und der Strahlung starken Formänderungen unterliegt, die durch eine besondere Vorbehandlung nur zum Teil unterdrückt werden können, hat man zunächst nach geeigneten Uranlegierungen gesucht. Ein geringer Zusatz von Al, Cr und ähnlichen Metallen kann zur thermischen Stabilisierung beitragen. Hochprozentige Legierungen, vor allem mit Al oder Mg bzw. eine Einbettung in eine Matrix eines dieser Metalle, erfordern wegen der zu hohen schädlichen Absorption angereicherten Brennstoff.

Die Uranverbindungen Uranoxyd und Urankarbid können dagegen wegen der vernachlässigbaren Absorption des Sauerstoffs und Kohlenstoffs ohne wesentliche Einbuße an Reaktivität eingesetzt werden. Zu beachten ist nur, daß durch die Verdünnung der Urankonzentration der k-Faktor um einige Prozent herabgesetzt wird, was vor allem bei Natururan- und Graphit-Reaktoren sich empfindlich bemerkbar macht.

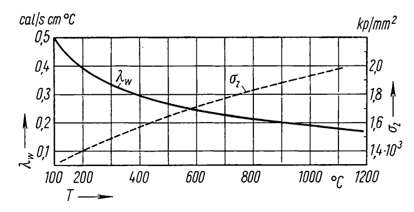
Um alle Probleme des Wärmeübergangs zu überwinden, ist man bei einigen Konstruktionen so weit gegangen, den Brennstoff selbst umzupumpen und als Wärmeträger zu benutzen. Sieht man sich dazu nach brauchbaren flüssigen Verbindungen oder Legierungen um, so sucht man bei Uran vergebens. Etwas besser steht es mit Pu, welches selbst bei 640 °C flüssig wird und einige niedrig schmelzende Legierungen hat (Tab. **85.1**). Der Gedanke, flüssiges Pu zu verwenden, vor allem im Schnellen Reaktor, bietet deshalb einige Aussicht auf Erfolg. In den USA sind Versuche im Gange, um diese schwierige und gefahrvolle Technik zu erlernen.

Bei U ist man auf Lösungen, Suspensionen, Aerosole usw. angewiesen. Als Lösungen wurden bisher UO_2-Sulfat, UO_2-Nitrat und UO_2-Phosphat erprobt. Außerdem wurden bis jetzt U in Bi, UO_2 in H_2O bzw. D_2O, UO_2 in Na als Suspension oder Paste und UO_2 in Gas vorgeschlagen. Schließlich wurde auch schon daran gedacht, gasförmiges UF_6 zu verwenden, was sich wegen seiner Aggressivität allerdings wenig empfiehlt. All diesen Stoffsystemen ist gemeinsam, daß U nur in ziemlich verdünnter Konzentration hineingebracht werden kann und sich deshalb solche Gemische nur für angereicherte Brennstoffe eignen. Auch für Schnelle Reaktoren dürften sie wegen der zu großen Verdünnung, zum Teil sogar durch leichte Elemente, ungeeignet sein.

3.724 2 Verwendbare Moderatoren

In Tab. **771.**1 wurden schon die verwendbaren Moderatoren aufgeführt. Die in Tab. **773.**1 angegebenen Größen kann man als Maßstab ihrer Güte ansehen. In der Tabelle sind diese Werte für eine mittlere Betriebstemperatur von 300 °C aufgeführt. In der Rechnung muß man die Werte für die wirklich verwendeten Substanzen einschließlich ihrer Verunreinigungen einsetzen. Davon hängen die Brems- und Diffusionslänge im wesentlichen ab, die in den nächsten Spalten gegeben sind. Aufschlußreich für die praktische Anwendbarkeit eines Moderators sind der mit ihm bei Natururan in heterogener Anordnung erreichbare k_∞-Wert sowie der minimale Anreicherungsgrad, bei dem k_∞ in homogener Anordnung gerade gleich eins werden kann.

Neben der neutronenphysikalischen Eignung spielen für einen Leistungsreaktor die Materialeigenschaften des Moderators bei höheren Temperaturen eine wichtige Rolle. Graphit, der etwa bis 3000 °C hitzefest bleibt, ist hierin allen anderen Moderatoren überlegen. Fast sämtliche Eigenschaften von Graphit werden bei höheren Temperaturen besser. Fig. **772.**1 zeigt den Verlauf von Zugfestigkeit und Wärmeleitfähigkeit. Außerdem ist Graphit auch relativ gut zu bearbeiten. Leider ist die Festigkeit nicht ausreichend, um etwa bei Wasserkühlung den das Kühlrohr umgebenden Graphit den Druck aufnehmen zu lassen. Die Rechnung zeigt, daß man in einer solchen Anordnung kaum über 25 at hinauskäme.



772.1 Veränderung der Zugfestigkeit σ_Z und Wärmeleitfähigkeit λ_w des Graphits bei höherer Temperatur T

Beryllium ist ebenfalls ein sehr temperaturbeständiger Moderator, der als Metall auch gute mechanische Eigenschaften besitzt. Auch BeO eignet sich vorzüglich als Moderator bei hohen Temperaturen. Bemerkenswert ist, daß dieses keramische Material eine außergewöhnlich hohe, fast metallische Wärmeleitfähigkeit besitzt. Be ist jedoch zu selten und teuer und findet deshalb nur wenig praktische Anwendung. Trotzdem sind einige Fachleute der Meinung, daß es nach einer möglichen Senkung der Kosten wahrscheinlich mit D_2O konkurrieren könnte.

D_2O ist ein ausgezeichneter Moderator, der nur zwei Nachteile hat. Der erste ist der immer noch hohe Preis, der von der AEC zur Zeit mit 260.— DM/kg angegeben wird. Der zweite Nachteil ist der bei der gewünschten Betriebstemperatur unbequem hohe Dampfdruck, der zu dicken Druckkesseln oder besonderer Moderatorkühlung zwingt. Beide Faktoren legen es nahe, in der Konstruktion möglichst an Volumen zu sparen.

Mit leichtem Wasser ist man von dieser Einschränkung frei, leider liegt aber der Absorptionsquerschnitt des H_2O so hoch, daß ein Reaktor mit Natururan nicht mehr kritisch wird. Man darf daraus aber nicht schließen, daß H_2O in jedem Fall ein schlechterer Moderator sei als D_2O. Es ist nämlich nicht schwierig, Anordnungen anzugeben, die mit D_2O als Moderator nicht kritisch würden, wohl aber mit H_2O, z. B. ein quasihomogener Reaktor mit 1,5% Anreicherung von U^{235} und einem Verhältnis von Moderator- zu Uranvolumen gleich 4. Der Grund liegt in dem größeren Moderationsvermögen $\xi\,\Sigma_s$ des leichten Wassers. Da die Neutronen nach viel weniger Stößen schon auf thermische Energie abgebremst werden, kann sich die Resonanzabsorption des U^{238} nicht so schädlich auswirken. Hinzu kommt noch, daß wegen der kürzeren Wanderlänge des leichten Wassers infolge des großen Streuquerschnitts Σ_s die Leckverluste stark vermindert werden. Man kann also die Qualität eines Moderators nicht durch eine einzige Zahl charakterisieren, sondern muß alle in Tab. **773.**1 aufgeführten Größen in Erwägung ziehen.

Organische Verbindungen[1]) haben etwa die gleichen moderierenden Eigenschaften wie Wasser bzw. wie schweres Wasser, wenn sie mit Deuterium aufgebaut sind. Ihr besonderer Vorzug besteht darin, daß sie erst bei einigen 100 °C sieden und deshalb einen vergleichsweise kleinen Dampfdruck besitzen. Ihre Anwendbarkeit wird vor allem erschwert durch ihre geringe Strahlungsbeständigkeit. Diphenyl, Terphenyl und Diphenyloxyd haben sich bisher am besten bewährt. Die Moleküle werden zwar durch die Strahlung zerschlagen, regenerieren sich aber weitgehend wieder von selbst. Eine ständige Regenerierung muß trotzdem in einem besonderen Kreislauf durchgeführt werden.

3.724 3 Verwendbare Kühlmittel

Da das Gesamtvolumen des Kühlmittels im Reaktorkern bei weitem kleiner ist als das des Moderators, brauchen bezüglich der Absorption keine ganz so scharfen Forderungen gestellt zu werden. Sie darf aber ein vertretbares Maß nicht überschreiten. Besonders wünschenswerte Eigenschaften sind hohe spezifische Wärme c, gute Wärmeleitfähigkeit λ_w und möglichst geringe Dichte ϱ. Als eine geeignete Kenngröße für die Beurteilung des Kühlmittels kann man neben den in Abschn. 3.424 schon erwähnten Kriterien noch das Produkt $c\,\varrho\,w/\Sigma_a$ ansehen, in dem der schädliche Einfluß der Absorption (Σ_a) zum Ausdruck kommt. Ein Blick in Tab. **771.1** und auf Fig. **774.1** lehrt, daß z. B. flüssiges Bi wegen seiner niedrigen spezifischen Wärme dem Na weit unterlegen ist, obwohl es einen weit geringeren Absorptionsquerschnitt hat. Wenn ein Kühlmittel größere spezifische Wärme hat, dann werden wir auch eine entsprechend größere Absorption in Kauf nehmen können. Die Dichte ϱ ist hinzugefügt, um die spezifische Wärme ebenso wie die Absorption auf die Volumeinheit zu beziehen. Die Multiplikation mit der Geschwindigkeit w ist dadurch begründet, daß ja nur die im Reaktor gleichzeitig vorhandene Menge des Kühlmittels zur Absorption beiträgt. Die in Fig. **774.1** eingetragenen Punkte markieren die Werte, die mit den praktisch realisierbaren Werten für $\varrho\,w$ erreicht werden können. Der Einfluß der Zähigkeit wird implizit über die Geschwindigkeit in die Bewertung mit einbezogen. Daneben haben noch einige andere Daten, die in 3.424 schon erwähnt wurden, für die Beurteilung des Kühlmittels mehr oder weniger Bedeutung, nämlich der Streuquerschnitt, die Wärmeleitfähigkeit, der Siedepunkt, die Viskosität und die Benetz-

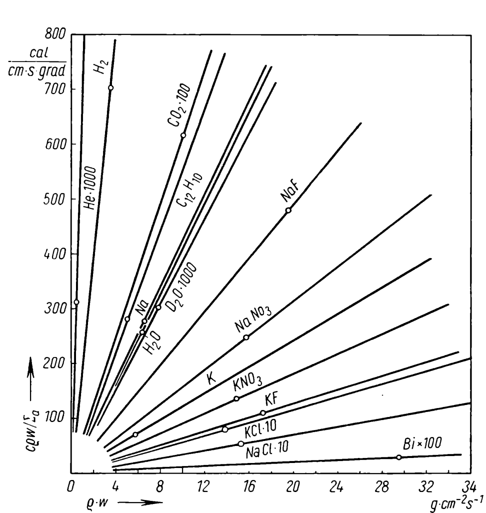
[1]) Freund, G. A., Nucleonics **14**, Nr. 8 (1956), S. 62.

773.1 Daten verschiedener Moderatoren für 300 °C

Material	Dichte ϱ g/cm³	Makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Absorption Σ_a cm⁻¹	Streuung Σ_s cm⁻¹	Bremskraft $\xi\cdot\Sigma_s$ cm⁻¹	Bremsverhältnis $\frac{\xi\,\Sigma_s}{\Sigma_a}$	Diffusionslänge L^2 cm²	Fermi-Alter τ cm²	$k_{\infty,\max}$ heterogene Anordnung	Anreicherung des U^{235} für $k_\infty = 1$ in homogener Anordnung γ
C	1,64	$1{,}67\cdot10^{-4}$	6,747	0,064	383	250	350	1,10	—
D_2O	0,84	$1{,}80\cdot10^{-5}$	0,940	0,170	9438	10000	120	1,28	0,7%
H_2O	0,71	$9{,}95\cdot10^{-3}$	0,373	1,53	154	8,29	33	1,00 ± 0,03	1,2%
Be	1,84	$7{,}84\cdot10^{-4}$	0,824	0,176	224	555,9	98	—	—
Terphenyl	1,23	$8{,}31\cdot10^{-3}$	1,196	0,344	42	—	—	—	—

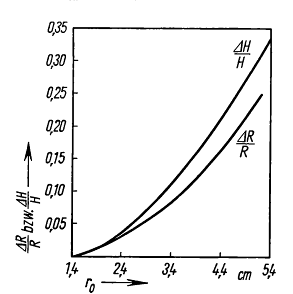
barkeit. Auf Grund dieser Eigenschaften kommen praktisch nur die in Tab. **771.1** aufgeführten Kühlmittel in Frage.

Durch die genannte Kenngröße werden Gase und Flüssigkeiten bezüglich der Absorption ins richtige Verhältnis gesetzt, aber nicht bezüglich ihres Einflusses auf die kritische Größe des Reaktors. Setzt man für die Kühlmittelgeschwindigkeit etwa die realisierbaren Werte 40 m/s für Gase, 3 bis 10 m/s für Flüssigkeiten ein, so liegen die Gase erstaunlich gut. Sie bringen wegen ihrer niedrigen Dichte nur eine geringe Vergiftung in den Reaktor. Dafür werden aber wegen der notwendigerweise großen Querschnitte der Kühlkanäle die Neutronenleckverluste wesentlich erhöht (Fig. **774.2**). Der Reaktivitätsverlust ist im Endeffekt etwa genauso groß, wie wenn man eine der Flüssigkeiten verwendet. Als weiterer Nachteil kommt noch hinzu, daß wegen der geringen Wärmekapazität der Gase ein hoher Druck erforderlich ist.



774.1 Mit verschiedenen Kühlmitteln erreichbare Wärmeabfuhr bei gleicher Neutronenabsorption in Abhängigkeit von der Stromdichte

Ein entscheidender Vorteil ist aber, daß die G a s k ü h l u n g als konventionell und technisch gut beherrscht angesehen werden darf. Es gibt einige Gase, die sich sowohl hinsichtlich ihrer Absorptionsquerschnitte als auch ihres chemischen Verhaltens im Reaktor eignen. In jeder Hinsicht unbedenklich ist He. Der Preis liegt zwar ziemlich hoch, dürfte aber im Vergleich zu den üblichen Kosten im allgemeinen nicht hindernd ins Gewicht fallen, wenn die großen Mengen beschafft werden können. Andererseits ist der Anreiz, He zu verwenden, gering, da CO_2, worauf in 3.424 schon hingewiesen wurde, bis auf seine Reaktionsfähigkeit mit Graphit und Magnesium sowie seine Korrosivität in Verbindung mit Wasser fast die gleichen guten Eigenschaften besitzt wie He und bedeutend billiger ist.



774.2 Relative Vergrößerung der kritischen Dimensionen eines Natururan-Graphit-Reaktors bei zunehmendem Durchmesser der Gaskühlkanäle. Radius des Gaskanals 1,4 cm $\leq r_0 \leq$ 5,4 cm; Stabradius a = 1,4 cm; Zellradius b = 12 cm

Wasserstoff besitzt zwar, wie aus Fig. **774.1** zu ersehen ist, eine um den Faktor 4 bessere Kühlwirkung, kann aber bis heute noch kaum angewandt werden, da er bei hohen Temperaturen durch fast alle Metalle hindurchdiffundiert und mit vielen chemisch reagiert, vor allem Hydride bildet. Es ist denkbar, daß mit der Zeit Stoffe gefunden werden, die auch bei hoher Temperatur mit Wasserstoff verträglich sind.

Argon hat verhältnismäßig gute wärmetechnische Eigenschaften und findet als Edelgas besonders für Hochtemperatur-Reaktoren trotz der starken Radioaktivität, die sich durch Neutroneneinfang bildet, einiges Interesse.

O_2 kommt wegen seiner chemischen Aggressivität nicht in Frage. Auch N_2 muß wegen des ziemlich hohen Absorptionsquerschnitts und der entstehenden Radioaktivität ausscheiden.

Auf Grund der Vergleichsdaten wäre Wasser, auf dessen wärmetechnische Vorteile in 3.424 schon hingewiesen wurde, ein sehr gutes Kühlmittel, vor allem D_2O wegen der verschwindenden Absorption. Trotzdem ist aber auch D_2O zumindest für heterogene Reaktoren kein ideales Kühlmittel, und zwar überraschenderweise gerade, weil es ein so guter Moderator ist. Will man nämlich die große Wärmekapazität des Wassers ausnutzen, so ist man gezwungen, die relativ dicken Spaltstoffstäbe der heterogenen Struktur durch aufgeteilte Bündel zu ersetzen. Dadurch hat man dann Bremssubstanz im Innern des Brennelements, die den Selbstabschirmungseffekt im Resonanzgebiet verdirbt und zu einer empfindlichen Vergrößerung des Resonanzeinfangs beiträgt. Dabei beträgt die Verringerung des p-Faktors bedeutend mehr, als der f-Faktor durch die zusätzlichen Quellen für thermische Neutronen im Brennstoff verbessert wird.

Flüssige Metalle eignen sich wegen ihrer hohen Wärmeleitfähigkeit besonders als Kühlmittel. Na zeichnet sich noch durch viele andere günstige Eigenschaften aus, wie geringe Absorption, niedrigen Schmelzpunkt, hohen Siedepunkt, geringe Dichte, geringe Viskosität, gute Benetzbarkeit und billigen Preis. Der Absorptionsquerschnitt je Gramm ist nur halb so groß wie der von H_2O. Seine spezifische Wärme ist allerdings um den Faktor 3 kleiner als die von Wasser und begrenzt im allgemeinen die maximal abführbare Wärmemenge, wenn auch dieser Nachteil weitgehend durch eine größere zur Verfügung stehende Aufwärmspanne kompensiert wird. Durch die Radioaktivität des Na^{24}, die durch den Neutroneneinfang des Na entsteht, wird die Handhabung bedeutend erschwert. Die spezifische Aktivität beträgt bei Sättigung $0{,}013 \cdot \Phi$ Zerfälle je cm^3 und s. Wenn auch Na, wie aus der Diskussion in 3.424 hervorgeht, rein wärmetechnisch beurteilt, als Kühlmittel dem Wasser kaum überlegen ist, so bringt seine Verwendung unter den besonderen Bedingungen im Reaktor doch entscheidende Vorteile. Man darf erwarten, daß im Laufe der nächsten Jahre auf dem Gebiete der Metallkühlung weitere Fortschritte erzielt werden, die eine breitere Anwendung ermöglichen.

Bi besitzt zwar von allen Metallen den geringsten Absorptionsquerschnitt, eignet sich aber wegen seiner niedrigen spezifischen Wärme und der hohen Dichte nicht besonders als Kühlmittel. Trotzdem wurde es in einem Reaktor eingesetzt, wo der Brennstoff im Kühlmittel gelöst und mit umgepumpt werden soll. Bi nimmt nämlich bis zu $0{,}5\,^0/_0$ U in Lösung auf und kann gerade wegen seiner großen Dichte auch größere Konzentrationen von ThO_2 in Suspension halten.

Hg wurde bisher nur in dem schnellen Experimentierreaktor „Clementine“ verwendet, vermutlich, weil es experimentell einfach zu handhaben ist. Vom kühltechnischen Standpunkt aus eignet es sich jedoch weniger als Na und dürfte für thermische Reaktoren wegen der hohen Absorption kaum in Frage kommen.

Der Vorteil organischer Kühlmittel liegt vor allem darin, daß sie einen hohen Siedepunkt besitzen, so daß bis etwa 400 °C noch kein nennenswerter Dampfdruck vorhanden ist. Ferner verursachen sie keine Korrosion an Metallen. Terphen und Diphen haben sich auch als besonders strahlungsfest erwiesen. Versuche über die Strahlungsdissoziation ergaben, daß bei einer Neutronenflußdichte von 10^{13} n $cm^{-2}\,s^{-1}$ ungefähr $1\,^0/_0$/h zersetzt werden. Die entstehenden Teerprodukte bleiben aber in Lösung und bilden keine festen Abscheidungen, solange ihre Konzentration nicht zu groß wird.

Gelegentlich sind auch flüssige Salze als Kühlmittel vorgeschlagen und diskutiert worden, speziell NaOH, NaCl, H_3PO_4 und ähnliche. Ihrer Anwendung steht ihre chemische Aggressivität im Wege, gegen die man bis heute noch kein genügend widerstandsfähiges Material gefunden hat.

Als Ergebnis dieser Diskussion stellen wir fest, daß schlechterdings kein Kühlmittel vollständig befriedigt oder eindeutig überlegen ist, sondern daß je nach der Reaktorkonstruktion das eine oder das andere den Vorzug verdient. Es muß aber betont werden, daß die Wirtschaftlichkeit eines Reaktors durch die Wahl des Kühlmittels entscheidend beeinflußt wird.

3.724 4 Gesichtspunkte für die Materialauswahl

Da die Einschränkungen in der Auswahl von Moderator und Kühlmittel bereits besprochen wurden, mögen hier nur noch einige Gesichtspunkte für die Auswahl der übrigen Strukturmaterialien hinzugefügt werden. Es ist dabei im wesentlichen gedacht an die Strukturmaterialien im Reaktorkern, z. B. Brennstoffhüllen, Kühlmittelrohre, Halterungen, Regelstäbe und eventuell Kesselteile.

Wie schon mehrfach erwähnt, kommt der Neutronenbilanz für das Funktionieren des Reaktors die allergrößte Bedeutung zu. Da die Zahl der für die Fortsetzung der Kettenreaktion verfügbaren Neutronen η im allgemeinen nicht hoch über 1 liegt, muß man mit den Neutronen sehr sparsam haushalten. Hinzu kommt noch, daß jedes Neutron, welches erübrigt wird, zur Erzeugung eines Pu-Atoms dienen kann und deshalb einen kommerziellen Wert besitzt. Der Hauptteil der Absorption außerhalb des Brennstoffs fällt im allgemeinen trotz der kleinen Absorptionsquerschnitte auf den Moderator, da dieser das weitaus größte Volumen ausfüllt. Letzteres führt logischerweise zu der einschneidenden Forderung, daß der Moderator extrem rein von allen Elementen mit großem Absorptionsquerschnitt sein muß. Hier mag die Bemerkung nicht uninteressant sein, daß andererseits gerade die Elemente mit sehr großem Querschnitt sich auch rasch aufzehren, so daß der Moderator im Betrieb sich sehr bald verbessert. Dieser mögliche Reaktivitätsgewinn sollte bei der Planung eines Reaktors nicht außer acht gelassen werden. Je nach dem Reaktortyp gibt es nun für die Summe der Absorptionsquerschnitte aller übrigen im Reaktor vorhandenen Materialien eine mehr oder weniger hohe obere Grenze. Sie liegt um so niedriger, je näher das k_∞ der „reinen" Anordnung von Brennstoff und Moderator allein bei 1 liegt, was an einem Natururan-Graphit-Reaktor besonders deutlich wird. Eine ganze Reihe von Elementen kommt überhaupt nicht in Frage, soweit es sich um nennenswerte Mengen handelt, während ein sehr geringer Zusatz, z. B. zur Verbesserung gewisser Legierungen, diskutabel sein mag. Bei den Elementen, die in größeren Mengen verwendbar sind, liegen die Absorptionsquerschnitte immer noch so hoch, daß man versuchen muß, mit den minimalsten Materialstärken auszukommen. Leider gibt es kein Metall, das so günstig liegt, daß man es im thermischen Reaktor mit einiger Großzügigkeit einsetzen könnte. Beim Schnellen Reaktor liegen die Verhältnisse bedeutend besser, da bei diesen Neutronenenergien fast alle Querschnitte relativ klein sind, und darin liegt einer der entscheidenden Vorteile des Schnellen Reaktors.

Die weitere Forderung, die man an die Materialien stellen muß, ist chemische Stabilität unter den Betriebsbedingungen, d. h. also besonders bei hoher Temperatur. In erster Linie sind hier die Reaktionen der Oberfläche der Spaltstoffelemente mit dem Kühlmittel zu betrachten. Da fast alle Metalle mit Sauerstoff reagieren, sollte das Kühlmittel vor allen Dingen sauerstofffrei sein. Bei Wasser läßt sich das aber nicht erreichen, da durch die Wasserzersetzung infolge der Strahlung laufend Knallgas gebildet wird, das kontinuierlich aus dem Kreislauf entfernt werden muß. Besonders unangenehme Folgen hat die Reaktion, die einsetzt, wenn Wasser durch einen Hüllendefekt mit Uran in Berührung kommt. Obwohl die Reaktion relativ langsam verläuft, können die entstehenden Schäden sehr ernst werden, da durch die Gasentwicklung und die Volumvergrößerung die Umhüllung weiter aufbricht und schon nach wenigen Stunden ein Element vollkommen zerstört werden kann. Man neigt deshalb heute zu der Ansicht, daß U-Metall bei Wasserkühlung nicht zu gebrauchen ist, son-

dern U-Oxyd. U-Karbid ist gegen Wasser noch unbeständiger als das Metall. Demgegenüber reagiert U-Metall nicht mit Na. Letzteres hat also nicht nur den Vorteil, daß ein eventueller Bruch der Brennstoffhülle weniger gefährlich ist, sondern daß man es auch als Wärmekontaktmittel zwischen U und Hülle einfüllen kann. Auch mit U-Oxyd verträgt sich Na und läßt sich zu einer Suspension bzw. Paste mischen, ohne das Oxyd zu reduzieren.

Die Reaktion des CO_2 mit Graphit und Mg, das als Hüllenmaterial für gasgekühlte Reaktoren von besonderem Interesse ist, wurde schon erwähnt. Mg kann durch einen geringen Zusatz von nicht mehr als 1 % Be und Al so weit stabilisiert werden, daß unter 400 °C keine wesentliche Oxydation einsetzt. Die Legierung ist unter dem Namen „Magnox" bekannt. Die Reaktion mit Graphit, bei der CO_2 zu CO reduziert wird, kann unterdrückt werden, indem man eine gewisse CO-Konzentration im CO_2 aufrechterhält.

Die Korrosion stellt im Reaktor noch mehr als in konventionellen Wärmekraftanlagen ein außerordentlich schwieriges Problem dar, weil sie durch die materialzerstörende Wirkung der Strahlung noch beschleunigt wird. Ferner hat man nicht die Freiheit, durch geeignete Auswahl der Kühlmittel und der Legierungen in der üblichen Weise diesem Mißstand abzuhelfen. Im Kontakt mit Wasser niedriger Temperatur hat sich Al sehr bewährt. Über 280 °C konnte es aber bis jetzt noch nicht eingesetzt werden. Man setzte zunächst für höhere Temperaturen große Hoffnung auf reines Zr, das sich in kurzzeitigen Vorversuchen außerordentlich gut benahm. Im Dauerversuch über einige Jahre zeigte sich aber regelmäßig, daß nach etwa zwei Jahren ernstliche und sehr rasch fortschreitende Korrosionsbrüche auftraten. Die Untersuchungen zur Aufklärung dieser Erscheinung ergaben, daß Zr ebenso wie Al eine Oxydschutzschicht aufbaut. Während aber bei Al der Aufbau nach einer gewissen Zeit zum Stehen kommt, geht er bei Zr ständig langsam weiter, infolge einer geringen Diffusionsdurchlässigkeit der Oxydhaut. Schließlich wird eine Dicke erreicht, bei der diese Schicht zu spröde ist, um den Wärmeausdehnungen des Metalls folgen zu können, so daß sie aufbricht und abblättert. Da nun immer wieder ungeschützte Oberfläche freigelegt wird, geht die Oxydation rasch weiter und führt schließlich zur Zerstörung der Zr-Hülle. Durch Legierung zu Zircaloy gelang es, diesem Übelstand abzuhelfen. Leider gehen aber die Eigenschaften der guten Bearbeitbarkeit des Zr verloren, denn die Zr-Legierungen sind vor allem sehr schwierig zu schweißen, weil dabei eine Entmischung nur schwer zu vermeiden ist.

Eine weitere für den Reaktorbauer unangenehme Erscheinung ist die Korrosion fester Werkstoffe in flüssigen Metallen. Neben der gewöhnlichen Korrosion, die vom Sauerstoffgehalt des flüssigen Metalls wesentlich abhängt, handelt es sich hier besonders um eine Löslichkeit des Wandmaterials im Kühlmittel. Es gibt eine Reihe von Metallen und Legierungen, deren Löslichkeit etwa im flüssigen Na so gering ist, daß eine Zerstörung der Wand durch Abtragung kaum zu befürchten wäre. Durch die starke Temperaturabhängigkeit des Löslichkeitskoeffizienten kommt es aber zu der als „mass transfer" bekannten Erscheinung, welche dadurch zu Schwierigkeiten führt, daß das an heißen Stellen abgetragene Material an kalten Stellen wieder abgesetzt wird und vor allem in den engen Kühlquerschnitten zu Verengungen und Verstopfungen mit ernsten Folgen führen kann. Bis jetzt scheint man dieser Schwierigkeit noch nicht ganz Herr geworden zu sein.

Auch die sog. Spannungskorrosion führt leicht zu ernsten Brüchen, da z. B. thermische Spannungen im Reaktor unvermeidlich sind. Man versteht darunter die besondere Korrosionsanfälligkeit der Oberfläche im Spannungszustand, die durch eine Auflokkerung und Ansammlung von Störstellen entlang der Korngrenzen infolge der Spannungen erklärt wird, wodurch der korrodierenden Flüssigkeit mehr Angriffsmöglichkeiten geboten werden. Spannungskorrosionsbrüche sind in der Regel Brüche entlang der Korngrenzen.

Bei Gaskühlung ist die Korrosion im allgemeinen nicht so ernst, es sei denn, daß man zur Kühlung ein Aerosol umpumpt, dessen Wirkung man aber eher als Erosion ansprechen müßte. Diese ist sehr von der Form und Härte der festen Partikelchen abhängig.

Der große Vorteil organischer Kühlmittel ist, daß bei ihnen keine Korrosion zu befürchten ist. Auf ihren Nachteil der Zersetzbarkeit wurde schon hingewiesen.

An die mechanische Festigkeit der Strukturteile werden im Reaktor trotz der Beschränkung auf die Verwendung weniger Elemente noch hohe Anforderungen gestellt, vor allem durch die auftretenden Wärme- und Druckspannungen. Eine der extremsten Belastungen — um nur ein Beispiel anzuführen — stellt der sog. Wärmeschock dar. Um möglichst hohe Leistungsdichten zu erzielen, obwohl man mit dem Kühlmittelvolumen sparen muß, wird man die Kühlmittelgeschwindigkeit und die Aufwärmespanne bis zu extremen Werten steigern. Wird der Reaktor einmal durch die Sicherheitsstäbe plötzlich abgeschaltet, so fällt seine Leistung in einer ungewöhnlich kurzen Zeit ab, und die Reaktorstruktur wird durch das einströmende kalte Kühlmittel unter Umständen plötzlich um 100 bis 200 °C heruntergekühlt. Bei manchen Reaktoren hat man ferner Druckdifferenzen von einigen Atmosphären mit ungewöhnlich dünnen Wandstärken zu bewältigen. Auch die Gewichte der Brennelemente sind nicht zu unterschätzen, insbesondere, da die Halterungen nicht nur für den ruhenden Zustand im Betrieb, sondern auch für die Handhabung vor und nach dem Einsatz genügend Stabilität aufweisen müssen. Übrigens können auch im Betrieb schwere Belastungen auftreten durch Vibrationen, die durch die Strömung angeregt werden. Trotzdem kann man sich nur selten einen so hohen Sicherheitszuschlag leisten, wie er in der sonstigen Technik üblich ist. Ein Ausgleich kann nur durch sorgfältigste Überwachung bei der Herstellung, große Präzision und peinlichst gewissenhafte Prüfung nach der Fertigung erreicht werden. Es sei noch erwähnt, daß leider einige Substanzen, die sonst sehr gute Eigenschaften für den Reaktorbau haben, wie U-Keramik und Graphit, hinsichtlich ihrer Festigkeit sehr unzulänglich sind. Es ist bekannt, daß z. B. gesintertes UO_2 infolge der großen Temperaturgradienten, die sich wegen der niedrigen Wärmeleitfähigkeit schon bei mäßigen Leistungsdichten ausbilden, in einzelne Brocken zerspringt. Graphit wird allerdings trotz seiner begrenzten Festigkeit bei verschiedenen Konstruktionen sogar zur Herstellung von Rohren und Behältern verwendet.

Die Strahlungsfestigkeit, die einen weiteren Gesichtspunkt für die Materialauswahl darstellt, hängt sehr von der Art der Strahlungsbelastung des Materials ab. Die schwersten Zerstörungen — bei den Metallen übrigens die einzigen, die man wirklich als „radiation damage“ bezeichnen sollte — werden durch die Spaltprodukte mit ihrer hohen Energie ausgelöst. Ihre Wirkung bleibt aber meist auf den Brennstoff und die innerste Schicht der Hülle beschränkt. Im Brennstoff haben diese Zerstörung sowie die Auflockerung durch die entstandenen Spaltprodukte zur Folge, daß erfahrungsgemäß kaum mehr als 1 % der Atome des Brennelements abgebrannt werden können. Wenn man bedenkt, daß dann im Durchschnitt jedes Atom mindestens einmal von seinem ursprünglichen Platz gestoßen wurde, so wird es verständlich, daß schließlich Gefüge, Form und Festigkeit des Brennstoffs den mechanischen und wärmetechnischen Anforderungen nicht mehr gewachsen sind.

Die übrigen Teile des Reaktors werden nur durch Neutronen- und Gamma-Strahlung beansprucht. Dabei haben die schnellen Neutronen die weitaus größte zerstörende Wirkung. In Metallen erfolgt aber die Rückdiffusion so rasch, daß abgesehen von geringfügigen Änderungen der Härte, der Elastizität, der Zugfestigkeit und des elektrischen Widerstandes keine ernstliche Zerstörung eintritt. Von größerer Bedeutung ist die molekülzerstörende Wirkung in Wasser und organischen Verbindungen, die schon erwähnt wurde, ferner in Kunststoffen und Gläsern, die als Isolatoren in elek-

trischen Meßgeräten Verwendung finden. Schon lange vor einer eigentlichen Zerstörung kann durch Neutronen- und Gamma-Strahlung eine schädliche elektrische Leitfähigkeit erzeugt werden, die den eigentlichen Zweck vereitelt.

Eventuell der Gamma-Strahlung ausgesetzte optische Gläser müssen nach speziellen Verfahren hergestellt sein, damit sie sich nicht verfärben.

3.725 Konstruktionsmöglichkeiten

Auf Grund der Ähnlichkeit im Aufbau kann man — wenn man ausgefallene Konstruktionen außer acht läßt — etwa folgende vier Gruppen mit typisch gemeinsamen Merkmalen unterscheiden:

thermische, heterogene Reaktoren mit festem Moderator; thermische, heterogene Reaktoren mit flüssigem Moderator; homogene Reaktoren; Schnelle Reaktoren. Ein fester Moderator kann weitgehend selbsttragend aufgebaut werden, und auch für die Halterung der Brennelemente wird keine besondere Struktur benötigt. Es sind sowohl Reaktoren mit liegenden als auch mit hängenden oder stehenden Elementen konstruiert worden. Im ersten Fall hat der Reaktor meist Quaderform, im zweiten häufig auch die eines stehenden Zylinders. Ein Kessel wird für den Moderator an sich nicht benötigt, sondern lediglich für das Kühlmittel, mit dem der Moderator gekühlt wird, das meist ein Gas ist. Soweit das Kühlmittel für die Brennelemente mit dem Moderator verträglich ist, können die Kühlkanäle ohne besondere Rohre in den Moderator selbst eingearbeitet werden.

Für einen flüssigen Moderator wird auf jeden Fall ein Behälter benötigt bzw. sogar ein Druckkessel, falls der Moderator bei der Betriebstemperatur einen hohen Dampfdruck besitzt. Die zylindrische Form mit senkrechter Achse ist bei allen bisherigen Konstruktionen bevorzugt worden. Das Kühlmittel wird unten oder oben zu- bzw. abgeführt und durchströmt den Reaktorkern in parallelen Kanälen. Entsprechend sind die Brennelemente als lange, stabförmige Einheiten ausgebildet, die oben und unten, also außerhalb des Reaktorkerns, gehalten und der Länge nach vom Kühlmittel durchströmt werden.

Die homogenen Reaktoren besitzen überhaupt keine innere Struktur, höchstens eine Trennwand zwischen Reaktorkern und Reflektor. Die zylindrische Form hat deshalb auch keine besonderen Vorteile. Der Behälter ist infolgedessen meist kugelförmig. Alle Behälter und Leitungen außerhalb des Reaktors, die Brennstofflösung enthalten, müssen geometrisch so angeordnet sein, daß sie niemals kritisch werden können.

Schnelle Reaktoren nehmen bezüglich der Konstruktion eine gewisse Sonderstellung ein. Der Kern ist bei ihnen verhältnismäßig klein und besonders kompakt gebaut. Statt des Reflektors hat man einen Brutmantel aus U^{238} oder Th, der einen erheblichen Teil der Leistung liefert und deshalb entsprechend gekühlt werden muß. Abgesehen von homogenen Anordnungen, die mit flüssigem Brennstoff arbeiten könnten, sieht der konstruktive Aufbau dem der thermischen Reaktoren mit flüssigem Moderator weitgehend ähnlich.

Die Regelung wird fast bei allen Reaktoren durch senkrecht bewegte Stäbe bewerkstelligt, die meist von oben in den Reaktor eingeführt werden, obwohl es noch viele andere Möglichkeiten gibt. Man will damit eine Erhöhung der Sicherheit erreichen, indem man dafür sorgt, daß auch bei totalem Ausfall des Bewegungsmechanismus die Stäbe noch durch ihre eigene Schwere in den Reaktor hineinfallen können. Reaktoren mit flüssigem oder gelöstem Brennstoff benötigen meist wegen ihres hohen negativen Temperaturkoeffizienten keine Regelstäbe.

Ein tieferes Verständnis der verschiedenen Konstruktionsvarianten läßt sich wohl

besser aus einer eingehenden Betrachtung der verschiedenen Forderungen und Einschränkungen für die Konstruktion gewinnen als aus einer detaillierten Beschreibung.

Die beschriebenen Einschränkungen in der Materialauswahl wirken sich natürlich auch auf den konstruktiven Aufbau und die Formgebung aus. Im folgenden sollen jedoch nur die besonderen in der physikalischen Eigenart des Reaktors begründeten Konstruktionsschwierigkeiten erwähnt werden.

3.725 1 Kritische Abmessungen

Im Gegensatz zu fast allen anderen Maschinen kann ein Reaktor nicht in beliebiger Größe ausgeführt werden, sondern es gibt nur ganz bestimmte kritische Abmessungen, bei denen eine gesteuerte Kettenreaktion abläuft. Gewisse Variationen der Gestalt sind zwar immer noch möglich — die Zylinderform wird im allgemeinen die technisch günstigste sein —, aber man wird, um den Neutronenleckverlust möglichst gering zu halten, näherungsweise die Kugelform beizubehalten versuchen. Dies bedeutet, daß es nicht möglich ist, dem Wunsch nach einer anderen, etwa für die Rohrleitungsführung oder den Aufbau günstigeren, Anordnung nachzugeben. Auch die Dimensionierung der Uranstäbe und der sie enthaltenden Rohre sowie ihr gegenseitiger Abstand usw. können nicht ausschließlich nach konstruktiven Gesichtspunkten gewählt werden, sondern werden weitgehend durch neutronenphysikalische Bedingungen in engen Grenzen vorgeschrieben.

3.725 2 Induzierte Strahlung

Ein weiterer wichtiger Punkt, der dem Konstrukteur großes Kopfzerbrechen bereiten kann, ist die Berücksichtigung der induzierten radioaktiven Strahlung, sofern eine spätere Zugänglichkeit gewisser Teile für den nicht auszuschließenden Fall einer notwendigen Reparatur vorgesehen werden muß. Eine noch so schöne und einfache Konstruktionsidee kann für die praktische Ausführung wertlos sein, wenn sich zeigt, daß im Fall eines möglichen Defekts eine Reparatur erst nach weitgehender Demontage bzw. nach sehr langer Wartezeit möglich wäre.

3.725 3 Betonabschirmung

Auch die wegen der Radioaktivität erforderliche etwa 2 m dicke Betonabschirmung wirft mancherlei ungewöhnliche Probleme auf. Da gerade durchgehende Öffnungen auf jeden Fall verboten sind, ist es nicht leicht, längere Teile wie Regelstäbe, Lademechanismen und ähnliches durch die Abschirmung zu führen, sondern man wird es in vielen Fällen vorziehen, sie trotz der höheren Kosten in den Innenraum einzubeziehen. Auch die Führung der Rohrleitungen und elektrischen Kabel wird durch den umgebenden Schutzschild erschwert.

3.725 4 Auswechslung der Brennelemente

Zu den Konstruktionsschwierigkeiten im Kraftwerks-Reaktorbau gehören ferner die komplizierten Vorrichtungen zur Handhabung der abgebrannten, hoch radioaktiven Brennelemente. Diese müssen durch fernbediente Vorrichtungen ausgewechselt werden, was vor allem bei nicht seltenen Verformungen und Verklemmungen der Elemente außerordentlich schwierig werden kann. Außerhalb der Abschirmung sind zum Transport des abgebrannten Brennstoffs schwere Behälter zu bewegen, für die Gleise oder schwere Laufkatzen benötigt werden. Wenn es gelingt, den Brennstoffwechsel vollautomatisch und ganz innerhalb der Abschirmung abzuwickeln, erscheint es möglich,

ihn auch während des Betriebs durchzuführen, was wegen der Komplikationen bisher noch in keinem Reaktor versucht wurde, obwohl es für einen Leistungsreaktor dringend erwünscht wäre.

3.725 5 Dynamische Stabilität

Zuletzt, aber nicht als unwichtigstes, sei noch erwähnt, daß die Forderung nach dynamischer Stabilität des Reaktors der Konstruktion gewisse Einschränkungen auferlegt. Ein dynamisch stabiles Verhalten liegt dann vor, wenn bei irgendwelchen Abweichungen vom eingestellten Betriebszustand der Reaktor auch ohne Aktion des Regelsystems in seinen Normalzustand zurückzukehren strebt. Bei wassermoderierten Reaktoren ergibt sich daraus z. B. die Vorschrift, daß das Moderator-Uran-Verhältnis einen gewissen Wert nicht überschreiten darf. Ähnliche Dimensionierungsvorschriften lassen sich in einigen anderen Fällen auch angeben. Das Ideal einer dynamischen Stabilität im oben definierten strengen Sinne läßt sich nicht in jedem Fall erreichen. In solchen Fällen kann man die Vorschrift dahingehend mildern, daß die Abweichungsgeschwindigkeit vom Normalzustand auf jeden Fall durch konstruktive Maßnahmen so begrenzt sein soll, daß der Sicherheitsmechanismus rechtzeitig in Tätigkeit treten kann, oder daß die Folgen einer unvermeidbaren Katastrophe unter allen Umständen auf einen gewissen konstruktiv abgegrenzten Raum beschränkt bleiben. Deshalb ist bei den meisten bisher gebauten Reaktorkraftwerken der Reaktor in einem großen, dichten Behälter, der einen bestimmten Überdruck aushält, untergebracht.

3.73 Gebaute und geplante Leistungsreaktoren

Es ist üblich, die verschiedenen Reaktortypen nach charakteristischen Merkmalen einzuteilen. Die Unterscheidung zwischen thermischen und Schnellen Reaktoren ist wesentlich begründet in dem verschiedenen Neutronenspektrum, was außer den physika-

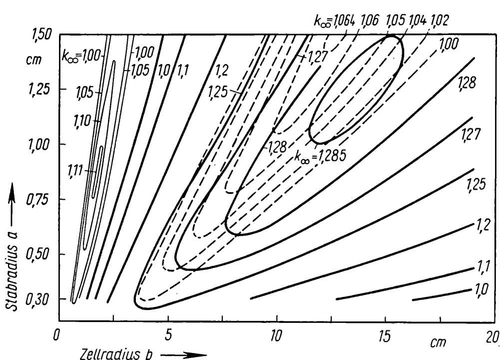
781.1 Klassifizierung der Leistungsreaktoren und die wesentlichen Klassenmerkmale

	1. Klasse	2. Klasse	3. Klasse
Brennstoff	Natururan oder leicht angereichert	angereichert	hoch angereichert
Anreicherung	$< 2\%$	2 bis 10%	$> 10\%$
Resonanzabsorption	möglichst vermieden	zugelassen	wird nicht erreicht
Energiebereich der Absorption	thermisch	hauptsächlich thermisch	oberhalb der Resonanzen
Moderator-Uranverhältnis (Volumen)	15 bis 30	1 bis 5	0
Struktur	heterogen distant	quasi-homogen	quasi-homogen
Kühlmittel	moderierend oder nicht	moderierend	nur nicht-moderierend

lischen auch viele technische Verschiedenheiten zur Folge hat. Die Einteilung in heterogene und homogene Reaktoren beruht auf einem sehr augenfälligen äußeren Merkmal, nämlich der Materialanordnung, aber trotz der grundlegenden Verschiedenheit in der Ausführungsform ist der Reaktionsmechanismus in beiden Fällen nicht

wesentlich verschieden. Die Unterscheidung zwischen Natururan- und angereicherten Reaktoren hat zwar praktische und besonders wirtschaftliche Bedeutung, aber im reaktortechnischen Sinne besteht zwischen Reaktoren mit dem zufällig in der Natur vorliegenden Anreicherungsgrad von 0,72% und solchen mit etwas höherer Anreicherung kein markanter Unterschied. Legt man der Einteilung die neutronenphysikalischen Reaktionsverhältnisse im Reaktor zugrunde, so kommt man auf drei deutlich verschiedene Klassen, die auch interessante wärmetechnische und wirtschaftliche Unterschiede aufweisen. Grundlegend für diese Unterscheidung sind der η-Wert des Brennstoffs und die U^{238}-Konzentration bzw. die Resonanzabsorption. Die wesentlichen Merkmale sind in Tab. **781.1** zusammengestellt.

1. Klasse: Thermische Leistungsreaktoren mit heterogener, distanter Brennstoffanordnung. Die dazu gehörenden Natururan- und schwach angereicherten Reaktoren sind durch einen η-Wert des Brennstoffs gekennzeichnet, der so niedrig liegt, daß eine Kettenreaktion nur in Gang kommen kann, wenn die Resonanzabsorption weitgehend vermieden wird. Das bedeutet, daß diese Reaktoren eine heterogene Brennstoffanordnung mit einem Abstand von Stab zu Stab in der Größenordnung der Bremslänge haben müssen. Das Verhältnis von Moderator- und Brennstoffvolumen ist sehr groß, etwa 15 bis 30. Die Kühlsubstanz kann moderierend sein oder nicht; sie darf nur nicht zu viele Neutronen absorbieren. Mit D_2O, Graphit und Be als Moderator können Reaktoren dieser Art bereits mit Natururan kritisch gemacht werden. Eine leichte Anreicherung kann trotzdem vorteilhaft sein, um die Dimensionen etwas zu reduzieren und mehr Konstruktionsfreiheit zu gewinnen. Der Anreicherungsgrad liegt meist unter 2%, in Ausnahmefällen, wo der Reaktor sowohl außerordentlich klein als auch mit viel absorbierendem Strukturmaterial beladen ist, beträgt er bis 5%. Besonderes Interesse verdienen die Reaktoren, deren Anreicherungsgrad so niedrig liegt, daß sie mit Natururan nachgespeist werden können[1]). Das im Reaktor selbst erzeugte Pu bzw. U^{233} muß also genügen, um den neuen Brennstoff wieder auf den geforderten Anreicherungsgrad zu bringen. Die Grenze für diese Betriebsweise dürfte etwa bei 1,2% liegen. Fig. **782.1** zeigt einige typische Kurven für k_∞, welche die Lage des Maximums bei verschiedenen Moderatoren erkennen lassen.

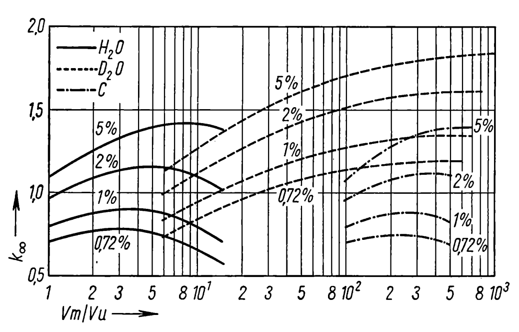


782.1 Typische Kurven für k_∞ als Höhenlinien über der *ab*-Ebene (*a* Uranstabradius, *b* Zellradius) für H_2O, D_2O und Graphit.

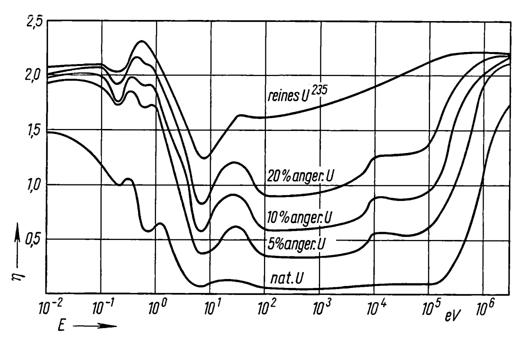
2. Klasse: Thermische Leistungsreaktoren mit quasihomogener Struktur. Zu dieser Klasse gehören nur angereicherte Reaktoren, deren Anreicherung in der Regel über 2% liegt und die dadurch gekennzeichnet sind, daß man wegen des hohen η-Wertes des Brennstoffs die Resonanzabsorption in Kauf nehmen kann. Reaktoren dieser Klasse enthalten nur soviel Moderator, wie erforderlich ist, damit die Neutronen im wesentlichen bis zu thermischen Energien verlangsamt und dann erst absorbiert werden. Die Höhe der Resonanzabsorption hängt dabei nur noch davon ab, wie schnell die Neutronen

[1]) Lewis, W. B., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 3, P/4. — Dunworth, J. V., Genf. Ber. 1955 Bd. 3, S. 14, P/403. — Spinrad, B. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 125, P/835.

das Resonanzgebiet durchlaufen. Die Resonanzdurchgangswahrscheinlichkeit wird um so größer, je größer der Streuquerschnitt pro U-Atom und der ξ-Wert des Moderators sind. Das wirkt sich bei leichtem Wasser besonders vorteilhaft aus. Man findet deshalb gerade für leichtes Wasser als Moderator das Minimum des kritischen Volumens bei kleinem Moderator-Uran-Verhältnis, weil man bei großem Moderatorvolumen unter Umständen mehr durch thermische Absorption verlieren würde, als man durch Verminderung der Resonanzabsorption gewinnen kann. Das günstigste Verhältnis von Moderator zu Uranvolumen liegt, wie aus Fig. **783.1** zu ersehen ist, zwischen 1 bis 5. Diese Reaktoren zeichnen sich aus durch eine besonders dichte Packung und feine Aufteilung der Brennelemente, die eine hohe Leistungsdichte ermöglicht. Das Kühlmittel muß fast zwangsläufig mit dem Moderator identisch sein, da eine Trennung von Moderator und Kühlmittel bei den engen Dimensionen sich praktisch verbietet. Vom Standpunkt der Theorie sind diese Anordnungen als quasihomogen zu bezeichnen, da die freie Weglänge der Neutronen von derselben Größenordnung wie die Dimension der Brennelemente ist. Deshalb lassen sich auch die homogenen, thermischen Reaktoren dieser Klasse zwanglos einordnen, wenn hier auch die Feinheit der Aufteilung bis zu einer vollständigen Vermischung von Brennstoff und Moderator getrieben wird.



783.1 Der Multiplikationsfaktor k_∞ für homogene Spaltstoffverteilung in H_2O, D_2O und Graphit für verschiedene Anreicherungsgrade in Abhängigkeit vom Moderator-Uran-Volumverhältnis.



783.2 η in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E für verschiedene Konzentrationen von U^{235}.

3. Klasse: Schnelle Reaktoren. Diese sind dadurch gekennzeichnet, daß die Resonanzenergie von den Neutronen überhaupt nicht erreicht wird, sondern daß sie im wesentlichen im Bereich über 100 keV absorbiert werden. Wie aus Fig. **783.2** zu ersehen ist, fällt η von einem relativ hohen Wert im thermischen Gebiet verhältnismäßig stark ab und bleibt im ganzen mittleren Energiebereich für niedrigere Anreicherungen sogar unter 1. Erst oberhalb von 100 keV steigt es wieder an auf Werte über 2. Das Verhältnis von Spalt- zu Absorptionsquerschnitt ist hier so günstig, daß ein hoher Brutgewinn erzielt werden kann. Deshalb ist man bemüht, die Energie der Neutronen möglichst hoch zu halten, d. h. jede Art von Moderator zu vermeiden. Aus diesem Grunde kommen als Kühlmittel nur schwere Atome, d. h. praktisch nur flüssige Metalle in Frage. Ein besonderes Kennzeichen dieser Reaktoren ist die dichte räumliche Anordnung des Spaltstoffs, die wegen der Kleinheit der Wirkungsquerschnitte notwendig ist.

3.731 Thermische Leistungsreaktoren mit heterogener, distanter Brennstoffanordnung

Da Uran das einzige in der Natur vorkommende spaltbare Element ist, erscheint es zunächst fast selbstverständlich, daß die unmittelbare Verwendung des natürlichen Urans zu den niedrigsten Brennstoffkosten führen sollte. Ob diese Annahme tatsächlich zutrifft, ist jedoch in Anbetracht der Schwierigkeiten, die sich der Anwendung von natürlichem Uran entgegenstellen, noch nicht sicher und wird sich erst durch jahrelangen Betrieb von Kraftwerken feststellen lassen. Da aber zur Zeit nur wenige Staaten überhaupt über angereichertes Material verfügen, tritt diese Frage für viele Länder in den Hintergrund neben der Frage, ob es überhaupt möglich ist, mit natürlichem Uran den dringenden Energiebedarf zu decken. Diese Frage darf wohl bejaht werden. Es scheint sicher, daß Natururankraftwerke in absehbarer Zeit mit Kohlekraftwerken konkurrieren können. Es erscheint aber unwahrscheinlich, daß sie sich auf lange Sicht neben anderen Reaktorkraftwerken vom homogenen und schnellen Brütertyp werden behaupten können.

Da für Natururan-Reaktoren nur zwei Moderatoren — wenn man Beryllium und Li^7 wegen der hohen Kosten ausschließt — in Frage kommen, nämlich D_2O und Graphit, sind die grundlegenden Schwierigkeiten sehr rasch zu erkennen. Die Verwendung von schwerem Wasser bedeutet eine beträchtliche Erhöhung der Kapitalkosten. Hinzu kommt noch, daß man, falls der Moderator nicht kalt gehalten wird, relativ hohe Drucke verbunden mit großen Kesseldimensionen zu bewältigen hat. Verwendet man Graphit, so unterliegt die Wärmeabfuhr wegen des niedrigen Multiplikationsfaktors harten Einschränkungen, und schon die Anwesenheit von geringen Mengen absorbierenden Materials im Reaktorkern führt zu einem rapiden Anwachsen der kritischen Größe.

3.731 1 Graphit-moderierte Reaktoren

Während die meisten Pu-Konverter als graphit-moderierte Natururan-Reaktoren gebaut sind, wurden bisher nur wenige Leistungsreaktoren dieses Typs diskutiert, und diese sind sämtlich als Doppelzweckreaktoren gedacht. Der große Nachteil dieser Leistungsreaktoren liegt in der niedrigen erreichbaren Leistungsdichte, besonders bei Gaskühlung. In diesem Punkte macht die Verschiedenheit der Kühlmittel — wenn man immer Reaktoren gleicher Gesamtleistung vergleicht — nur wenig Unterschied. Mit Na läßt sich bestenfalls gegenüber Gaskühlung eine Verbesserung um den Faktor 2 erreichen. Dieser dürfte mit dem damit verbundenen Risiko zu teuer erkauft sein, solange man die Na-Technologie noch nicht sicher beherrscht. Das kritische Volumen ist für Gas-, Wasser- und Na-Kühlung etwa gleich und in jedem Fall sehr groß. Der tiefere Grund liegt darin, daß der Einfluß großer Gaskühlkanäle auf die kritische Größe zufällig etwa genauso nachteilig ist wie die Absorption einer entsprechenden Wasser- oder Na-Kühlung.

Der Calder Hall-Reaktor[1]) Der erste Natururan-Leistungsreaktor wurde von den Engländern in Calder Hall gebaut und im Mai 1956 kritisch. Der Leistung nach ist er nach Shippingport der zweitgrößte in Betrieb befindliche Kraftwerksreaktor. Er ist graphit-moderiert und CO_2-gekühlt. Trotz der erwähnten Nachteile der Gaskühlung ist man diesen Weg gegangen, weil die Gaskühlung die geringsten technischen Schwierigkeiten mit sich bringt und unter den besonderen Bedingungen eines Natururan-Reaktors nicht allzuweit hinter den anderen Kühlmitteln zurücksteht. Der Hauptzweck des Calder Hall-Reaktors soll die Pu-Erzeugung, der Nebenzweck die Elektrizi-

---

[1]) Nucl. Engng. **2** (1957), 263; Nucl. Engng. **1** (1956), 321; Nucl. Power **2** (1957), 54. — Hinton, Ch., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 322, P/406; Nucl. Power **2** (1957), 84; IBNEC Symposium on Calder Works Nucl. Power Plant Nov. 1956.

tätsgewinnung sein. Ferner soll die Anlage einen Prototyp für noch größere Atomkraftwerke darstellen (Fig. A 36).

Der Brennstoff besteht aus metallischen Uranstäben von 1,13 m Länge und 2,92 cm Durchmesser, von denen sechs in jedem Kanal übereinander gestellt werden. Diese sind mit einem Mantel aus Magnesiumlegierung (Magnox) von 1,8 mm Dicke überzogen. Mg hat eine gute Wärmeleitfähigkeit und nur den halben Absorptionsquerschnitt von Al. Dadurch ist es möglich, unter Verwendung größerer Materialmengen noch Kühlrippen auf der Oberfläche anzubringen, die den Wärmeübergang wesentlich verbessern. Die 11 mm hohen Rippen verlaufen quer zur Achsenrichtung mit einem Abstand von 3,1 mm, der äußere Durchmesser des gesamten Elements beträgt 54 mm. Die Oberfläche wird durch die Rippen etwa um den Faktor 3 vergrößert. Da reines Mg schon bei 615 °C schmilzt und schon bei tieferer Temperatur durch CO_2 lebhaft oxydiert wird, war es nötig, eine geeignete Legierung für hohe Temperaturen zu finden. Das verwendete Magnox enthält einen Zusatz von Be und Al bis zu 1%.

Der Reaktorkern besteht aus aufgeschichteten Graphitblöcken mit gitterförmig angeordneten senkrechten zylindrischen Bohrungen, welche die Uranstäbe aufnehmen. Der Abstand von Stab zu Stab beträgt 20,3 cm. Der Durchmesser der Bohrungen ist nicht gleichmäßig über den ganzen Reaktor, sondern in drei Zonen verschieden. Bei den inneren 256 Kanälen bis zu einem Radius von 1,87 m beträgt er 105,6 mm, bei den 576 Kanälen in der zweiten Zone, die sich bis zu einem Radius von 3,30 m erstreckt, beträgt er 100,3 mm und schließlich bei den 864 Kanälen der äußeren Zone bis 4,72 m Radius nur noch 91,6 mm. Der Sinn dieser Abstufung ist, den Strömungswiderstand der Kanäle ungefähr der Wärmeentbindung in den einzelnen Zonen anzupassen. Die feinere Anpassung in jedem einzelnen Kanal erfolgt durch eine am untersten Element angebrachte Metallscheibe. Tatsächlich erlaubt die kleinere Temperaturdifferenz in den äußeren Zonen noch eine etwas höhere Austrittstemperatur als in der inneren. Jeder Kanal ist gefüllt mit sechs Uranstäben und je einem Graphitreflektorstab am oberen und unteren Ende, die an der Verbindungsstelle in einem Paßsitz aufeinander sitzen, so daß sie nach oben wieder herausgezogen werden können. Der um die Brennelemente herum freibleibende Querschnitt wird von dem Kühlgas mit hoher Geschwindigkeit (etwa 23 m/s) durchströmt. Durch die starke Verwirbelung an den querstehenden Kühlrippen wird ein Wärmeübergang erreicht, der maximal etwa 20 W/cm² beträgt. Nach vielen Versuchen mit verschiedener Ausbildung der Kühlrippen fand man, daß die Querrippen günstiger sind als Längsrippen. Der Graphit mit einem Gesamtgewicht von 1150 t ist aufgebaut in Form eines 24-seitigen regulären Prismas mit 8,23 m Höhe und 10,97 m Durchmesser einschließlich des Graphitreflektors, dessen Dicke nach den Seiten 0,90 m und nach oben und unten je 0,79 m beträgt. Die ganze Anordnung wird von einem Druckkessel eingeschlossen, der bei einem inneren Durchmesser von 11,30 m und 21,80 m Höhe einen Druck von 7,1 at auszuhalten hat. Ein höherer Druck wäre wünschenswert, war aber technisch nicht möglich, weil man damals nicht in der Lage war, einen Kessel von diesen Dimensionen mit größerer Wandstärke als 50 mm herzustellen. Besonders an die Schweißtechnik werden hohe Anforderungen gestellt. Bei neueren Konstruktionen eines verbesserten Calder Hall-Typs ist 75 mm Wandstärke vorgesehen.

Der Zugang zu den Brennelementen erfolgt durch den oberen Dom und die obere Abschirmung. Für je 16 Brennstoffkanäle ist immer ein Laderohr vorgesehen. Im normalen Betrieb sind 40 davon mit je einer Regelstabeinrichtung versehen, einige weitere mit Meßsonden, und die übrigen werden mit je einem Stahlstopfen, der mit Beton gefüllt ist, und einer Hochdruckdichtungsscheibe verschlossen.

Vom Austrittsende jedes Kanals führt ein Röhrchen aus rostfreiem Stahl zu einer Apparatur für Aktivitätsmessungen, um mit Hilfe einer entnommenen Probe feststellen zu können, ob in dem betreffenden Kanal ein Element defekt ist. Ist das der

Fall, so wird die Aktivität des ausgetretenen Xe angezeigt. Jeder Kanal wird etwa alle 30 Minuten geprüft.

Heißes CO_2 mit einer Durchschnittstemperatur von 336 °C tritt oben aus den Brennstoffkanälen aus in den Kesseldom. Von dort wird es durch vier Rohrleitungen von 1,37 m Durchmesser vier großen, außen angebauten Wärmetauschern zugeführt, in denen die Dampferzeugung erfolgt. Jeder von diesen enthält einen Hochdrucküberhitzer, einen Verdampfer und einen Vorwärmer für hohe Temperatur sowie einen Niederdrucküberhitzer, Verdampfer und kombinierten Niederdruck- und Hochdruckvorwärmer. Das auf 140 °C abgekühlte Gas wird durch riesige Gebläse wieder dem Reaktor zugeführt, wo es am unteren Teil des Kessels in eine Vorkammer eintritt. Das Druckgefälle entlang der Brennstoffkanäle beträgt 0,23 at und im ganzen Kühlkreislauf etwa 0,38 at. Es müssen 3300 t CO_2/h umgepumpt werden. Im Sekundärkreislauf werden 90000 kg/h Hochdruckdampf mit 13,6 at bei einer Temperatur von 310 °C und 27000 kg/h Niederdruckdampf mit 3,6 at bei einer Temperatur von 171 °C erzeugt. Bisher soll sich der Calder Hall-Reaktor trotz einiger anfänglicher Schwierigkeiten so gut bewährt haben, daß bereits Pläne für den Bau weiterer Kraftwerke[1]) dieser Art vorliegen, wobei die Leistung jedes Reaktors bei einer Verdoppelung des Volumens etwa verdreifacht werden könnte. Die Verbesserung der Leistungsdichte beruht im wesentlichen auf der Anwendung etwas höheren Druckes, einer Verflachung der Neutronenflußdichte und der Erreichung einer um 12 °C höheren Ausgangstemperatur.

Physikalische Daten des Calder Hall-Reaktors:

$f = 0{,}93$, $p = 0{,}88$, $\varepsilon = 1{,}0297$, $\eta = 1{,}266$, $k_\infty = 1{,}065$.

Die Reaktoren G 1 und G 2. Ein etwas anderer Weg zur Realisierung eines gasgekühlten, graphit-moderierten Leistungsreaktors wurde in Frankreich beschritten bei der Konstruktion des G 1 und G 2. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß die Brennstoffkanäle waagerecht angeordnet sind. Beim G 1[2]) tritt das heiße Gas (CO_2) durch einen quer durch den Reaktor verlaufenden 80 mm breiten Spalt aus, in den alle Brennstoffkanäle von beiden Seiten enden. Die Mg-überzogenen Uranstäbe tragen ebenfalls Kühlrippen, welche aber in Längsrichtung verlaufen, und zwar 8 auf den ganzen Umfang. Der G 1 ist eigentlich ein reiner Pu-Konverter und war ursprünglich gar nicht als Leistungsreaktor geplant. Der Gasdruck liegt nur wenig über Atmosphärendruck. Man hat sich aber nachträglich dazu entschlossen, die Leistung zur Erzeugung von 5750 kW_{el} auszunutzen, hauptsächlich um für spätere Kraftwerke daran zu lernen.

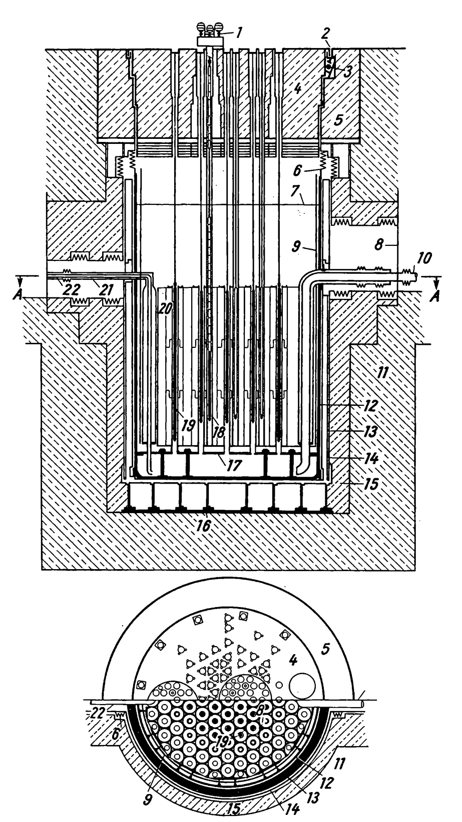
Der G 2[3]) ist bereits als Mehrzweckreaktor konstruiert. Der Reaktorkern einschließlich Reflektor wird durch einen rechteckigen Graphitblock von 8,45 m Höhe und 7,80 m Länge und Breite mit 1200 waagerechten Brennstoffkanälen von 70 mm Durchmesser gebildet. Diese enthalten als Brennstoff etwa 100 t metallisches Uran mit geringem Al-Zusatz in Stabeinheiten von 300 mm Länge und 26 mm Durchmesser, ebenfalls mit Mg überzogen. Hier dient die Betonabschirmung gleichzeitig als Druckbehälter für das Kühlgas.

Natrium-gekühlter Graphitreaktor. Natrium hat, auf das Volumen bezogen, einen noch etwas geringeren Absorptionsquerschnitt als leichtes Wasser. Da die Hanford-Reaktoren mit Natururan und Wasserkühlung betrieben werden, müßte es also möglich sein, auch Na-Kühlung anzuwenden. Der Grund, warum bis heute noch kein Natururan-Reaktor mit Na-Kühlung vorgeschlagen wurde, liegt wohl darin, daß es technisch außerordentlich schwierig und riskant ist, die notwendigerweise dünnen und langen Rohre mit Na zu beschicken. Vor allem besteht die große Gefahr, daß die engen

[1]) Nucl. Engng. **1** (1956), 123; **2** (1957), 5, 51, 96; Nucl. Power **2** (1957), 48, 142.
[2]) Chambadal, P., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 81, P/333; Nucl. Engng. **1** (1956), 22.
[3]) Ailleret, P. P., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 84, P/337; Nucl. **12** (Nr. 8) (1954), 8.

Querschnitte durch Massentransport verstopft werden. Mit fortschreitender technischer Beherrschung der Na-Kühlung wird es aber ohne Zweifel einmal möglich sein, an die Verwirklichung von Großreaktoren dieser Art zu gehen. Bezüglich ihrer Wirtschaftlichkeit wären sie außerordentlich vielversprechend. Vor allem bei Verwendung einer ganz leichten Anreicherung könnte die Leistungsdichte gleich sehr erheblich gesteigert werden, und die Ausmaße des Reaktorkernes würden sich spürbar reduzieren. Dieser Weg wurde von North American Aviation (NAA) mit dem SRE und dem geplanten Na-gekühlten Reaktor für Nebraska[1]) beschritten. Letzterer soll 75 MW_{el} liefern bei einer Anreicherung auf 1,8% U^{235}.

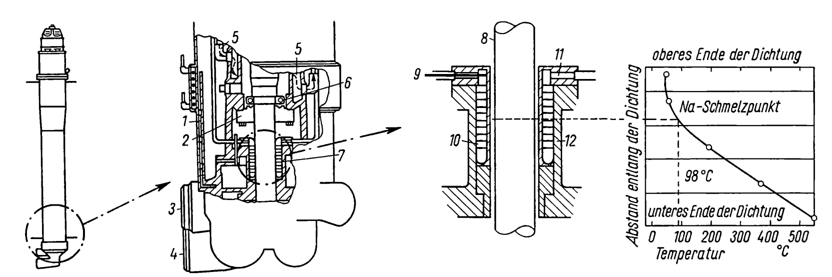
Natrium-Reaktor-Experiment[2]) (SRE). Dieser Versuchsreaktor für 20 MW Wärmeleistung, der von NAA in den Santa Susana Mountains bei Los Angeles aufgebaut wurde und Anfang 1957 in Betrieb gehen sollte, war ursprünglich noch ohne den Dampfkraftwerksteil geplant. Von der Southern California Edison Comp., die daran interessiert war, die Umwandlung der Wärmeleistung in Elektrizität zu übernehmen, wurde dann aber zusätzlich zu der mit Luft betriebenen Kühlanlage eine Kraftanlage zur Erzeugung von 5 MW hinzugebaut (Fig. **787.1**). Der Reaktorkern[3]) besteht aus sechseckigen Graphitsäulen von 3,05 m Höhe und etwa 27,9 cm Durchmesser mit einer 71 mm Bohrung in der Mitte. Um den Kontakt zwischen Na und Graphit zu vermeiden, ist jeder Block mit einem 0,9 mm dicken Zr-Blech dicht überzogen. Zwischen den einzelnen Blöcken ist ein schmaler Spalt freigelassen, der zur Kühlung des Graphits genügt. Jede Bohrung nimmt ein Bündel von sieben Brennstoffstäben auf, die durch 2,3 mm dicke Stahlspiralen, welche die sechs äußeren Stäbe umgeben, auf Abstand gehalten werden. Die Einzelstäbe bestehen aus einem 0,25 mm dicken Rohr aus rostfreiem Stahl, das 12 Uranzylinder von 152 mm



787.1 Vertikal- und Querschnitt des SRE-Reaktors. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 299, P/499. — 1 Regelelementantrieb, 2 Lötdichtung, 3 Walzenlager, 4 Rotierbarer Deckel, 5 Ringförmiger Einsatz, 6 Federbälge, 7 Natriumspiegel, 8 Abschlußmembran, 9 Innerer Überzug, 10 Hauptnatriumeintritt, 11 Biologische Abschirmung, 12 Reaktortank, 13 Thermische Abschirmung, 14 Äußerer Tank, 15 Thermische Isolation, 16 Tragplatte, 17 Grundplatte, 18 Regelelement, 19 Brennelement, 20 Moderatorelement, 21 Schutzelement, 22 Zusätzlicher Natriumeintritt

[1]) Starr, Ch., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 98, P/493; Nucl. Engng. **2** (1957), 78.
[2]) Parkins, W. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 295, P/499.
[3]) Olson, R. L., Nucleonics **13**, Nr. 6 (1955), 70; Nucleonics **13**, Nr. 9 (1955), 49.

Länge und 19 mm Durchmesser aufnimmt. Zur besseren Wärmeübertragung wird der 0,25 mm breite Spalt zwischen Uranstab und Rohrwand mit NaK gefüllt. Die Anreicherung des Urans beträgt 2,8%. Der Reaktorkern befindet sich in einem doppelwandigen Kessel mit 3,35 m Durchmesser und 5,80 m Höhe, der nach oben durch einen rotierbaren Deckel abgeschlossen wird. Zwischen den beiden Kesseln ist die thermische Abschirmung aus 14 cm dicken Stahlplatten angebracht. Das Na, das in den Reaktor mit 260 °C eintritt, durchströmt den Kern bei einem Druckabfall von 2,8 at mit einer



788.1 Laufrad und Dichtung einer Na-Pumpe mit erstarrtem Na als Dichtung. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 315, P/499. — 1 Schmelzdichtung des Gehäuses, 2 Strahlungsabschirmung, 3 Austritt, 4 Eintritt, 5 Kühlung, 6 Kugellager, 7 Schmelzdichtung des Schaftes, 8 Schaft, 9 Thermoelement, 10 Tetralinkühlung, 11 Tetralinzuführung, 12 Pumpengehäuse

Geschwindigkeit von maximal 1,5 m/s und verläßt den Reaktor mit einer mittleren Temperatur von 515 °C. Es wird durch besonders entwickelte Zentrifugalpumpen mit erstarrtem Na als Dichtung umgewälzt[1]) (Fig. **788.1**; s. auch Abschn. 3.428 3).

Physikalische Daten des Reaktors:

$\bar{\Phi}_{th} = 2{,}5 \cdot 10^{13}$ n cm^{-2} s^{-1} in der Mitte,

$\bar{\Phi}_{th} = 1{,}7 \cdot 10^{13}$ n cm^{-2} s^{-1} im Brennstoff,

$f_{235} = 0{,}745, \quad p = 0{,}799, \quad \varepsilon = 1{,}034,$

$k = 1{,}280, \quad L^2 = 137\ \text{cm}^2, \quad \tau = 370\ \text{cm}^2,$

$B^2 = 4{,}84 \cdot 10^{-4}\ \text{cm}^2.$

Die Regel- und Sicherheitselemente aus Bor-Nickel-Legierungen werden in besondere Kanäle zwischen den Brennelementen eingeführt und können die Reaktivität etwa um 10% erniedrigen.

Als zusätzliches Kühlmittel wird da, wo es erforderlich ist, Toluen verwendet.

Wegen der starken Radioaktivität des Primärkreislaufs ist ein Sekundärkreislauf mit NaK zwischen Primärkreis und Dampferzeuger geschaltet, wodurch sowohl die Gefahr der radioaktiven Verunreinigung des Dampfes bei einem Defekt des Primärkreislaufs, als auch die erforderliche Abschirmung der „heißen" Teile verringert werden, da der Wärmetauscher zwischen zwei flüssigen, metallischen Kühlmitteln sehr viel kleiner ist als der Dampferzeuger.

Wassergekühlter Graphitreaktor. Obwohl Leichtwasserkühlung bei den Pu-Erzeugungsreaktoren in Hanford Anwendung findet, ist sie doch wenig aussichtsreich für Leistungsreaktoren mit Natururan, da bei der höheren Temperatur wegen des hohen Dampfdrucks bedeutend dickere Rohre verwendet werden müßten. Die Absorption dieser Rohre zusammen mit der des Wassers würde aber so groß, daß es kaum noch möglich wäre, einen Reaktor mit vernünftigen Dimensionen kritisch zu bekommen. Man müßte schon, um die dicken Rohre zu vermeiden, den gesamten Reaktor in einen Druckkessel einschließen. Bei den Dimensionen von mehr als 10 m

[1]) Freede, W. J., u. Shimazaki, T. T., Nucleonics **15**, Nr. 2 (1957), 64.

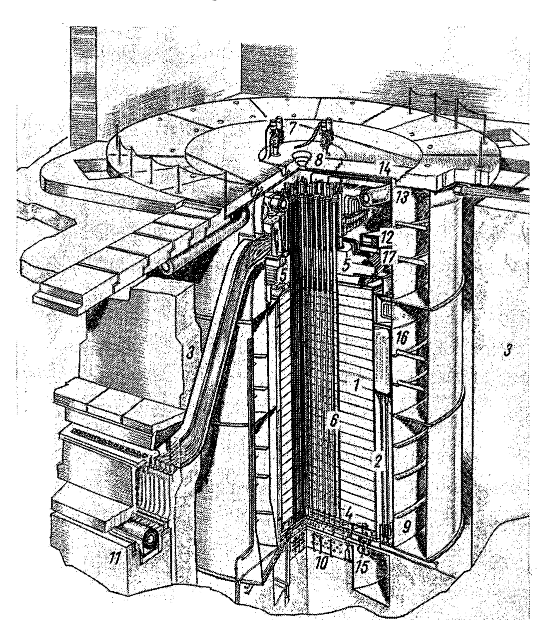
dürfte der Druck in einem solchen Kessel kaum mehr als 10 at betragen. Die zugehörige Wassertemperatur liegt aber zu niedrig, um damit einen sinnvollen Dampfprozeß zu fahren. Man kommt aus dieser Schwierigkeit nur heraus, indem man höhere Anreicherungen verwendet, wie es die Russen in ihrem ersten Leistungsreaktor getan haben, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Dieser Reaktor ist aber sehr klein, und mit absorbierendem Material ist nicht gerade gespart worden, so daß die Anreicherung 5 % sein muß. Im Gegensatz dazu wurde von Anderson[1]) ein Reaktor der gleichen Art vorgeschlagen, bei dem die Anreicherung nur auf 0,92 % erhöht wurde. Bei dieser niedrigen Anreicherung würde die eigene Pu-Produktion ausreichen, um den neuen Einsatz jeweils wieder anzureichern, so daß man nur Natururan nachzufüttern braucht, wie Spinrad, Lewis und Dunworth[2]) auf der Genfer Konferenz gezeigt haben. So verstanden würde dieser Reaktor auch noch als Natururan-Reaktor anzusprechen sein. Wirtschaftlich würde dieser Reaktor sehr günstig liegen mit einem angeblichen Preis von $7 \cdot 10^{-3}$\$/kWh. Er ist ausgelegt für eine thermische Leistung von 800 MW und eine elektrische Leistung von 223 MW_{el}. Der Reaktor soll dem Vorschlag nach aus einem rechteckigen Stapel von Graphitblöcken mit 7,30 m Länge, 5,60 m Breite und 5,70 m Höhe bestehen, der in Längsrichtung von 1521 Druckrohren aus Zr-Legierung mit einem gegenseitigen Abstand von 11,4 cm durchzogen wird. Der äußere Durchmesser der Rohre soll 35 mm betragen. Der Brennstoff soll durch Längsrippen auf der Innenwand der Rohre getragen werden, so daß für das Kühlmittel ein ringförmiger Kanal von 1,9 mm Breite frei bliebe. Die Brennelemente sollen aus 65 Vol. % U in einer Mg-Matrix bestehen und rohrförmig mit 23 mm Außendurchmesser, 7,6 mm Innendurchmesser und 201 mm Länge ausgebildet werden. Sie sollen einen 0,5 mm dicken Überzug aus Zr tragen. Der Gesamteinsatz würde 45 t U betragen. Zur Kühlung würden $9{,}85 \cdot 10^6$ kg/h Wasser unter einem Druck von 133 at mit einer Eintrittstemperatur von 252 °C und einer Austrittstemperatur von 307 °C umgewälzt. Der Druckverlust über den Reaktor wurde auf 1,5 at berechnet.

Angereicherter Graphitreaktor mit Wasserkühlung[3]). Ein kleiner auf 5 % angereicherter Graphitreaktor mit Wasserkühlung, der wegen seiner Bauart trotzdem noch zur ersten Klasse gehört, wurde von den Russen am 27. Juni 1954 in Betrieb genommen und erzeugt 5 MW_{el} bei einer Wärmeleistung von 30 MW (Fig. **790.**1). Der Reaktorkern wird gebildet von 128 Brennstoffkanälen, die den mittleren Teil eines Graphitzylinders senkrecht durchziehen und mit je einem Element besetzt sind. Jedes Element besteht aus einem Graphitzylinder mit fünf Bohrungen parallel zur Achse. Die vier äußeren sind von je einem rohrförmig ausgebildeten Uranstab mit Stahlüberzug ausgefüllt, der innen gekühlt wird. Das Kühlwasser wird an jedem Element oben durch separate Rohre zu- und abgeführt und fließt zunächst durch ein Rohr in der mittleren Bohrung jedes Graphitblocks nach unten, um dann auf dem Rückweg durch die vier Stäbe von 190 °C auf 270 °C aufgeheizt zu werden. Es steht unter einem Druck von 100 at. Die Zu- und Abflußrohre führen oben zu zwei ringförmigen Verteilerrohren. Die aktive Zone umfaßt ein zylindrisches Volumen von 1,70 m Höhe und 1,50 m Durchmesser, umgeben von einem Graphitreflektor. Die ganze Graphitanordnung von 3,05 m Höhe und 2,74 m Durchmesser sitzt in einem Stahlkessel, der mit Stickstoff oder Helium unter Druck gefüllt ist. Die maximale Flußdichte beträgt $5 \cdot 10^{-13}\,n\,cm^{-2}\,s^{-1}$. Der Konversionsfaktor liegt mit 0,32 recht niedrig. Die Regelstäbe aus Bor-Karbid bewegen sich in wassergekühlten Kanälen mit einem besonderen Kühlsystem, sechs sind in der Nähe der Mitte angebracht und zwölf weiter außerhalb. Vier weitere Ausgleichsstäbe

---

[1]) Anderson, R. K., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 91, P/492.
[2]) Spinrad, B. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 125, P/835. — Lewis, W. B., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 3, P/4. — Dunworth, J. V., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 14, P/403.
[3]) Blochintsev, D. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 35, P/615; Nucl. Engng. **1** (1956), 330; Nucleonics **13**, Nr. 9 (1955), 40.

befinden sich im Reflektor und zwei Sicherheitsstäbe im Kern. Ein besonderes Studium mußte wegen der Innenkühlung für den Temperaturkoeffizienten bei Änderung des Wasserinhalts angestellt werden. Eine besondere Gefahr besteht bei einem Rohrbruch, wenn dadurch der Wasserinhalt vergrößert wird. Deshalb ist für rasche Abflußmöglichkeit gesorgt.

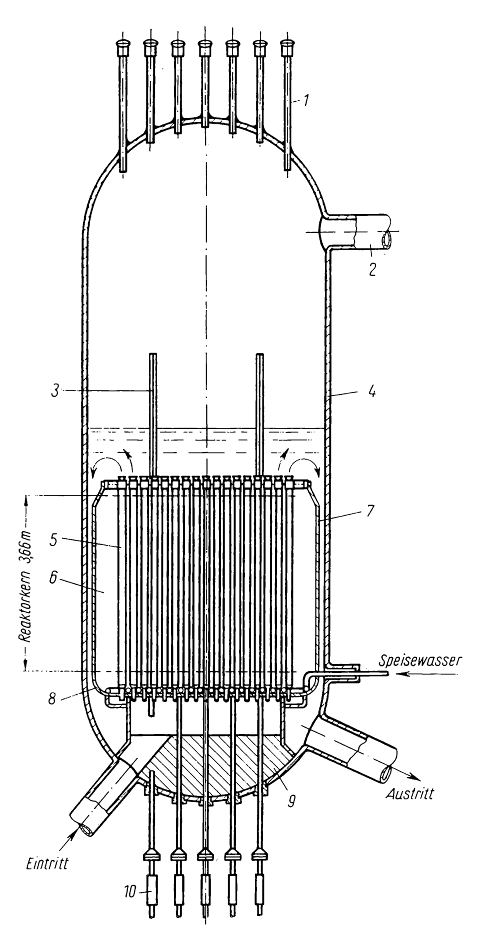


790.1 Vertikalschnitt des russischen wassergekühlten Graphitreaktors. — Nach Nucl. Engng. **1** (1956), 330. — 1 Graphitreflektor, 2 Behälter, 3 Beton, 4 Bodenplatte, 5 Deckplatte, 6 Brennelement, 7 Antrieb des Sicherheitsstabes, 8 Regelstab, 9 Wasserbehälter, 10 Kondensor, 11 Wasserzuführung zu den Brennstoffkanälen, 12 Ringverteiler für den Wassereintritt, 13 Wasseraustritt von den Brennstoffkanälen, 14 Abschirmende Deckplatte aus Stahl, 15 Gekühlte reflektortragende Struktur, 16 Regelstab-Mechanismus, 17 Regelstab-Kühlrohre

3.731 2 Heterogene, D_2O-moderierte Reaktoren

Als Kühlmittel für einen D_2O-moderierten Reaktor kommt naturgemäß zunächst D_2O selbst oder H_2O in Betracht. Es sind allerdings auch Projekte mit Natrium- und Gaskühlung vorgeschlagen worden, von denen jedoch nur wenige Einzelheiten bekannt sind. Ein Na-gekühlter Typ für 10 MW_{el} mit 1,5 % Anreicherung wird für Alaska, USA geplant, während in der Sowjetunion ein gasgekühlter für 200 MW_{el} in der Nähe von Swerdlowsk aufgestellt werden soll. Falls man schweres oder leichtes Wasser als Kühlmittel verwendet, steht dieses bei der üblichen Betriebstemperatur von etwa 250 °C unter einem Druck von rund 60 at. Man hat die Wahl zwischen zwei Möglichkeiten, entweder den ganzen Reaktor in einen Druckkessel zu setzen, oder den Moderator kalt und drucklos zu halten und die einzelnen Brennelemente mit Druckrohren zu umgeben. Beides hat Vor- und Nachteile. Die beste Neutronenökonomie erzielt man mit einem äußeren Druckkessel. Wenn aber die Leckverluste an schnellen und langsamen Neutronen niedrig bleiben sollen, muß der Reaktor wegen der großen Wanderlänge der Neutronen in D_2O ziemlich groß sein. Ein Kessel von 4 m Durchmesser und mehr für den geforderten Druck stellt aber außerordentlich hohe Anforderungen an die Technik. Auf der anderen Seite kommen für eine Ausführung mit Druckrohren, die etwa 5 mm Wandstärke haben müßten, praktisch nur zwei Materialien in Frage, nämlich Zr und Al. Die Rohre trennen einen kalten Moderator von einem heißen Kühlmittel, und eine gewisse Wärmeisolation ist deshalb wünschenswert. Diese kann innerhalb oder außerhalb des Rohres angebracht werden. Eine Reihe von Gründen sprechen für eine Isolation auf der Innenseite der Rohrwand. Unter Umständen könnte dann für die kalten Druckrohre das billigere Al verwendet werden. Allerdings muß das Isolationsmaterial dann korrosionsfest gegen das Kühlmittel sein.

Von Lewis[1]) wurden die Absorptionsverluste durch die Druckrohre für eine Anordnung mit 19 Stäben (1,65 cm Durchmesser) in einem Druckrohr von 11,4 cm Durchmesser und 6 mm Wandstärke berechnet. Sie betragen bei Verwendung von Al 3 bis 3,5 %. Dabei war angenommen, daß ein 12 m langes Brennelement bei einer thermischen Flußdichte von $3 \cdot 10^{13}\,\text{n}\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ im Maximum 2 MW Leistung abgibt. Er wies auch darauf hin, daß man sich bei Verwendung von Druckrohren noch einen anderen Vorteil zunutze machen könnte, indem man immer eine gewisse Anzahl von Rohren zusammenfaßt und mit einem eigenen Wärmetauscher ausrüstet. Indem man einen dieser Wärmetauscher von der Dampferzeugung abschalten und sekundärseitig intensiv kühlen würde, könnte man das Kühlmittel auf der Primärseite unter dem Siedepunkt halten und ohne Druckschwierigkeiten Zugang zu den betreffenden Elementen gewinnen, während der Reaktor in Betrieb bleibt. Ferner könnte man, da der Reaktor in seiner Größe nicht durch einen Druckkessel beschränkt ist, den billigeren Graphit als Reflektor verwenden. Ein Projekt dieses Typs wurde neuerdings in Chalk River in Angriff genommen.



791.1 Querschnitt des 1000 MW-D_2O-Siedewasserreaktors nach Iskenderian. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 161, P/495. — 1 Brennstoff-Wechselröhre, 2 Dampfaustritt, 3 Regelstäbe, 4 Druckkessel, 5 295 Brennelemente, 6 Reaktorkern, 7 Spalt als Fallrohr, 8 Thermische Abschirmung, 9 Abschirmung, 10 Regelstabantrieb

Die Zahl der Typen wird noch durch eine weitere Alternative vervielfacht, nämlich ob man im Kühlwasser Sieden zuläßt oder nicht. Der Umstand, daß man im Siedewasserbetrieb bei der gleichen Dampftemperatur einen niedrigeren Druck braucht, stellt einen entscheidenden Vorteil dar. Dafür müssen aber Nachteile, wie eine gewisse Begrenzung in der erreichbaren Leistungsdichte und eine Verringerung der mittleren Moderatordichte, in Kauf genommen werden. Das kinetische Verhalten dieser heterogenen Siedewasserreaktoren, wo das Kühlmittel nur einen geringen Teil des Moderatorvolumens ausmacht, weist keine so drastischen Unterschiede auf wie das der im nächsten Kapitel beschriebenen quasihomogenen Typen.

[1]) Lewis, W. B., Monte Faito Konferenz 1955.

Vorschlag für einen 1000 MW-Siedewasserreaktor. Die von Iskenderian[1]) auf der Genfer Konferenz vorgetragene Beschreibung eines 1000 MW-Siedewasserreaktors zeigt die typischen Merkmale eines D_2O-Reaktors mit äußerem Druckkessel. Nach diesem Vorschlag soll der Reaktorkern aus 295 Brennelementen in Dreiecksanordnung mit 20,3 cm gegenseitigem Gitterabstand gebildet werden, die sich in einem mit Schwerwasser gefüllten Kessel befinden. Jedes Element soll aus einem Zircaloyrohr mit 15,2 cm Durchmesser bestehen, in dem neun Brennstoffplatten angebracht sind. Diese sollen durch mehrere, über die Länge verteilte Federn in ihrer Lage festgehalten werden und sich nach unten ausdehnen können, während sie oben an einer starren Befestigung hängen. Die aus natürlichem Uran bestehenden Platten mit einem 1 mm dicken Überzug aus Zircaloy-2 sollen 3,8 mm dick sein und der Abstand dazwischen 8,9 mm betragen. Dieses Element könnte 9,2 kW Wärmeleistung pro cm Länge abgeben. Der gesamte Uraneinsatz würde 43,4 t betragen. An 21 Zwischengitterplätzen sollen Regelstäbe mit Y-förmigem Querschnitt eingebaut werden. Sie werden von unten angetrieben und befinden sich im ausgefahrenen Zustand oberhalb des Reaktorkerns, so daß sie bei Versagen des Antriebs auch durch ihre eigene Schwere hineinfallen können (Fig. **791.1**).

Für den Durchmesser und die Höhe des Reaktorkerns sind 3,66 m vorgesehen, zu denen noch 0,38 m Reflektordicke nach unten und nach der Seite sowie 0,92 m nach oben hinzukommen. Die thermische Abschirmung aus rostfreiem Stahl umgibt die gesamte Anordnung in Form eines Topfes, dessen Durchmesser etwas kleiner ist als der Innendurchmesser des Kessels und dadurch einen ringförmigen Querschnitt von 89 mm Breite frei läßt, in dem das heiße Wasser zu den drei unten angeschlossenen Austrittsleitungen (61 cm Durchmesser) abwärts strömt. Der Boden des Topfes trägt in konischen Sitzen die Brennelemente und bildet gleichzeitig die obere Abschlußplatte der Vorkammer, aus der das von der Pumpe kommende Kühlwasser in die einzelnen Brennelemente eintritt. Im unteren Teil beträgt die Strömungsgeschwindigkeit etwa 1 m/s, während sie nach oben infolge des zunehmenden Dampfvolumens bis auf 5 m/s ansteigt. Beim Austritt aus den Elementen soll der Dampfanteil 80 % des Volumens betragen. Das vom Kondensator zurückkommende kalte Speisewasser mit 32 °C soll zur Kühlung des Moderators dienen und durch ein Verteilersystem unmittelbar über der Bodenplatte zugeführt werden. Während es nach oben steigt, wird es allmählich bis auf 150 °C aufgewärmt und vermischt sich dann mit dem aus den Brennstoffrohren austretenden siedenden Wasser. Die mittlere Moderatortemperatur würde so etwa auf 93 °C gehalten. Der zylindrische Druckkessel von 4,88 m Durchmesser mit 10,2 cm Wandstärke ist für 41 at ausgelegt und besitzt keinen Flansch, sondern soll dicht verschweißt werden. Für je sieben Brennstoffplätze ist in der oberen Kuppel ein Laderohr vorgesehen. Weitere 21 Durchbrüche befinden sich in der unteren Kuppel für die Regelstäbe. Um D_2O zu sparen, könnte ein Teil der unteren Halbkugel mit Stahl ausgefüllt werden, der gleichzeitig zur Abschirmung beitragen würde. Die drei Pumpen im Primärkreislauf müßten zusammen 320 m^3/min Wasser fördern. Der Reaktor soll bei Volleistung $1{,}3 \cdot 10^6$ kg/h Dampf erzeugen. Das gesamte System würde 120 t D_2O enthalten, wovon 20 t außerhalb des Reaktors wären. Bei 1000 MW Wärmeleistung könnte eine Nettoleistung von 250 MW_{el} abgegeben werden.

Bei dem experimentell bestimmten Konversionsfaktor 0,94 und 2,3 % anfänglicher Überschußreaktivität sollte es möglich sein, auf einen Abbrand von 10000 MWd/t zu kommen, falls die Elemente metallurgisch so lange standhalten. Eine Kostenschätzung unter der Annahme einer 12 %igen jährlichen Kapitalbelastung und 5 % D_2O-Verlust pro Jahr ergab:

Kapitalkosten	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$ $/kWh	
Brennstoffkosten	1,8 „	(D_2O-Verlust eingeschl.)
Betriebskosten	0,9 „	
Energiepreis	$7{,}7 \cdot 10^{-3}$ $/kWh	

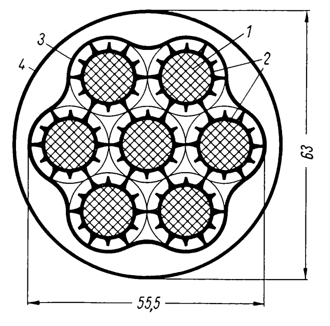
[1]) Iskenderian, H. P., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 157, P/495.

Damit würde der kWh-Preis dieses Reaktors niedriger liegen als der aller anderen bisher konstruierten Typen, was vor allem durch die Größe erreicht wird. Aber auch eine kleinere Ausführung mit 250 MW Wärmeleistung würde noch günstiger liegen als ein H_2O-Reaktor gleicher Leistung. Allerdings wäre dafür eine leichte Anreicherung von 0,92 % U^{235} erforderlich. Interessant ist, daß durch eine Beimischung von etwa 10 % H_2O zum Moderator die kritische Anreicherung auf 0,85 % gesenkt werden kann. Dann fällt aber der Konversionsfaktor von 0,87 auf 0,77, und der Abbrand kann nur noch durch starkes „Spicken" mit U^{235}-Elementen über 6000 MWd/t gebracht werden. Physikalische Daten des 1000 MW-Reaktors:

$$\varepsilon = 1{,}029 \qquad p = 0{,}8364 \qquad \tau = 184\ \text{cm}^2$$
$$f = 0{,}9320 \qquad \eta = 1{,}3362 \qquad L^2 = 86\ \text{cm}^2$$
$$k = 1{,}0717 \qquad k_{\text{eff}} = 1{,}023 \qquad \frac{e^{-B\,\tau}}{1 + L^2 B^2} = 0{,}955$$

Norwegischer Natururan-Druckwasserreaktor. Ein Druckwasserreaktor mit D_2O und Natururan für 10 MW wird in Halden, Norwegen[1]) gebaut, der gleichzeitig zur Erzeugung von industriell verwertbarem Dampf und zu Testversuchen an Brennelementen dienen soll. In einem D_2O-gefüllten, für 41 at ausgelegten Stahlkessel von 2,70 m Innendurchmesser und 2,45 m freier Höhe sollen sich 396 Brennelemente befinden. Sie sollen aus 25 mm dicken und 2,45 m langen Uranstäben, die mit 1,5 mm Al überzogen sind, bestehen. Diese stehen je in einem Al-Rohr mit 1,5 mm Wandstärke, so daß um den Uranstab ein 3,5 mm breiter Ringspalt für das Kühlmittel frei bleibt. Außerhalb dieser Rohre ist noch eine 7 mm dicke keramische Wärmeisolation vorgesehen. In der Mitte des Kessels soll sich ein vertikal durchgehendes Rohr mit 100 mm lichtem Durchmesser befinden, das für Versuche an Brennelementen vorgesehen ist. Das Kühlwasser soll im Reaktor von 210 °C auf 230 °C aufgewärmt werden, während die mittlere Moderatortemperatur auf 50 °C gehalten wird. Der gesamte Reaktor soll unter Grund aufgestellt werden; die Räume dafür werden in den Felsen gesprengt.

Ein ähnlicher Druckwasserreaktor wird in Schweden[2]) für Heizzwecke projektiert. Dort sollen aber die einzelnen Brennelemente aus einem Bündel von sieben Stäben bestehen, wie Fig **793.**1 zeigt.



793.1 Querschnitt eines Brennelements des schwedischen Druckwasserreaktors. — Nach Monte Faito Berichte

3.732 Thermische Leistungsreaktoren mit quasihomogener Struktur

Für Reaktoren kleiner Leistung kommen praktisch nur Reaktoren dieser Bauart in Frage. Vor allem auch für Antriebsmaschinen und transportable Reaktoren sind sie besonders geeignet, da man in der technischen Ausführung den wenigsten Einschränkungen unterliegt. Wirtschaftlich liegen sie zur Zeit aber im allgemeinen noch weniger günstig als die der ersten Klasse. Das amerikanische Reaktor-Entwicklungsprogramm ist in großer Breite auf diese Typen abgestellt.

3.732 1 Quasihomogene Reaktoren mit festem Moderator

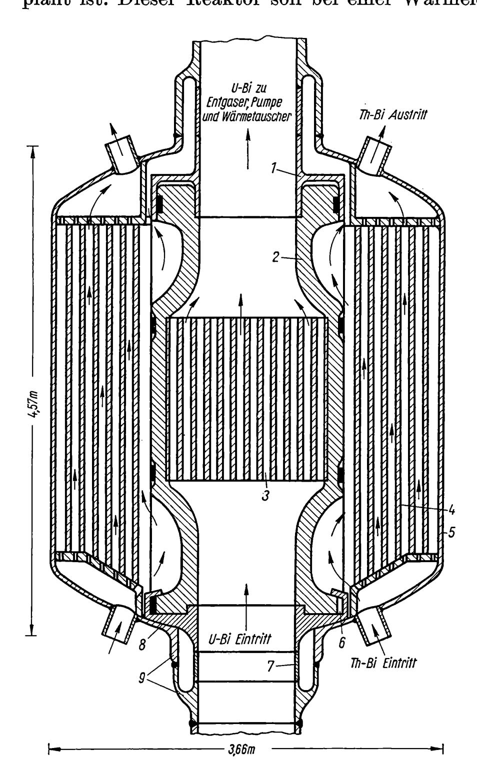
Obwohl unter den quasihomogenen Reaktoren vor allem die mit flüssigem Moderator, welcher gleichzeitig als Kühlmittel dient, zu finden sind, gibt es doch auch einzelne

[1]) Dahl, Odd, Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 243, P/879.

[2]) Margen, P. H., Monte Faito Konferenz 1955.

mit festem Moderator. Bei diesen muß dann natürlich der Brennstoff selbst als Kühlmittel dienen.

Liquid-Metal-Fuel-Reactor[1]**).** Eine sehr kühne und interessante Konstruktion wurde im BNL ausgearbeitet für einen thermischen Th-Brüter mit einer flüssigen Bi-U-Legierung als Brennstoff und Kühlmittel, dessen Bau in den nächsten Jahren geplant ist. Dieser Reaktor soll bei einer Wärmeleistung von 560 MW eine elektrische Leistung von 210 MW_{el} liefern (Fig. **794.**1). Nach dieser Konstruktion soll der Reaktorkern aus einem Graphitzylinder von 1,524 m Durchmesser und gleicher Höhe bestehen mit senkrechten Bohrungen von 5,1 cm Durchmesser im Abstand von 6,9 cm von Mitte zu Mitte in dreieckiger Anordnung. Diese Bohrungen sollen durchströmt werden von einer U^{233}-Lösung in flüssigem Bi. Das Verhältnis von Brennstoff- zu Moderatorvolumen soll 1 : 1 sein. Der Reaktor würde unter Betriebsbedingungen kritisch bei einer Konzentration von $6{,}7 \cdot 10^{-4}$ U^{233} in der Lösung. Das liegt noch weit unterhalb der Löslichkeitsgrenze von U in Bi bei der niedrigsten Betriebstemperatur von 400 °C. Der Kern wird gehalten und umschlossen von einem Graphitfaß von etwa 4 m Höhe und 1,80 m Durchmesser, das aus einzelnen Dauben zusammengesetzt, von vier Reifen zusammengehalten und durch Graphitierung einer Paste dicht gemacht wird. Die Verbindungen am oberen und unteren Ende werden durch Übergangsstücke aus mehreren Legierungen hergestellt, die den inneren Graphitbehälter mit dem äußeren Stahlkessel verbinden und die Wärmespannungen ausgleichen sollen. Der Reaktorkern wird von einem Brutmantel aus 10 Gew. % Th_3Bi_5 suspendiert in Bi umgeben, das zwischen einer Anordnung von 8 cm dicken, in 11 cm Abstand von Mitte zu Mitte angebrachten Graphitstäben hindurchströmt. Das Ganze wird von einem äußeren Kessel mit 3,66 m Durchmesser und 4,57 m Höhe aus Croloy $2^1/_4$ umgeben, einer Stahllegierung mit $2^1/_4$ % Cr und 1 % Mo, die sich als korrosionsfest in Kontakt mit heißem Bi erwiesen hat[2]). Das gleiche Material soll auch für alle Rohrleitungen verwendet werden. Das U-Bi-System soll 25 m^3 Brennstofflösung enthalten, die mit einer Volumgeschwindigkeit von 137,5 m^3/min umgepumpt wird, was einer



794.1 Querschnitt des Liquid Metal Fuel Reaktors. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 127, P/494. — 1 Verbindung zwischen Graphit und Stahl, 2 Graphitfaß, 3 Reaktorkern, 4 Brutmantel, 5 Stahlkessel, 6 Ringband, 7 Zwischenstück aus Übergangslegierung, 8 Verbindungsstück, 9 Kessel und Rohr (niedrig legiert)

[1]) Miles, F. T., u. Williams, C., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 125, P/494; Nucleonics **12**, Nr. 6 (1954), 11. — Frost, B. R. T., Nucl. Engng. **1** (1956), 334.

[2]) Dwyer, E., Nucleonics **12**, Nr. 6 (1954), 30.

Geschwindigkeit von 3,3 m/s in den 91 mm weiten Röhren entspricht. Dafür sollen zwei Rotationspumpen mit Gasdichtung eingesetzt werden. Im Reaktor soll die Lösung von 400 °C auf 550 °C aufgeheizt werden. Entsprechend müßte die Suspension im Brutmantel, insgesamt 231 t, mit einer Volumgeschwindigkeit von 7 m^3/min umgepumpt werden. In je einem Wärmetauscher soll die Wärme an einen sekundären Na-Kreislauf abgegeben werden[1]). Im Boiler könnte Dampf von 482 °C und 88 at erzeugt und der Turbine zugeführt werden.

Eine Aufstellung der Neutronenökonomie zeigt, daß bei U^{233} mit einem η-Wert von 2,31 ein Brutfaktor 1,05 erreichbar ist.

Im Reaktorkern:

Absorbierte Neutronen in U^{233}			1,00
Produzierte Spaltneutronen η			2,31
Absorbierte Neutronen in Bi	0,09		
in C	0,03		
in Spaltprodukten	0,05		
Gesamte schädliche Absorption a =	0,17		
Gesamtabsorption im Kern		$1 + a =$	1,17
Neutronenausfluß zum Brutmantel $l = \eta - (1 + a) =$			1,14

Im Brutmantel:

Absorbierte Neutronen in Th		1,12
in Bi	0,04	
in C	0,02	
in Fe	0,02	
Gesamte schädliche Absorption	0,08	0,08
Absorbierte Neutronen in Pa^{233}		0,01
in U^{233}		0,06
Gesamtabsorption im Brutmantel		1,27
Produzierte Spaltneutronen $0{,}06 \cdot 2{,}31 =$		0,13

Brutverhältnis:

$$G = \frac{\text{produzierte } U^{233}\text{-Atome}}{\text{zerstörte } U^{233}\text{-Atome}} = 1{,}12 - 0{,}01 - 0{,}06 = 1{,}05.$$

Um diesen Brutgewinn zu erzielen, muß die Spaltproduktvergiftung niedrig gehalten werden, was durch kontinuierliche Reinigung geschehen kann, und zwar in drei verschiedenen Prozessen, die schon weitgehend experimentell erprobt wurden. Die flüchtigen Spaltprodukte, vor allem Xe, können in einer evakuierten Kammer abgesaugt werden. Der Bi- und Po-Dampf werden in einem wassergekühlten Kondensor wieder kondensiert. Wenn es erwünscht ist, kann Po abdestilliert werden. Das Bi wird dem Reaktor wieder zugeführt. Die nichtflüchtigen Spaltprodukte zerfallen in zwei Gruppen, solche, die durch geschmolzenes Salz (Chloride) extrahiert werden können — und dazu gehören die schlimmsten Gifte wie Sr, Ce und die seltenen Erden — und solche, die man nicht durch Extraktion entfernen kann. Um die Vergiftung durch die erste Gruppe unter 1 % zu halten, darf ihre Konzentration $15 \cdot 10^{-6}$ nicht übersteigen. Zu diesem Zweck fließt ein dünner Strom der Legierung von 2 l/min durch eine Gegenstrom-Extraktionskolonne, in der das entgegenströmende flüssige Salz, bestehend aus einem eutektischen Gemisch von NaCl, KCl und $MgCl_2$, die Spaltproduktkonzentration auf $5 \cdot 10^{-6}$ reduziert. Der größte Teil des Urans bleibt in der Bi-Lösung, der geringe Teil, der ins Salz übertritt, wird in einer zweiten Kolonne durch flüssiges Bi mit etwas Mg wieder ausgewaschen und in einer dritten Kolonne der Salzlösung vor dem Eintritt

[1]) Wecks, J. R., Nucleonics **12**, Nr. 6 (1954), 40.

in die Extraktionskolonne wieder zugeführt. Der Salzstrom beträgt etwa 5,5 l/min, der Bi-Strom 1,5 l/min. Die erforderliche Apparatur ist sehr klein, als Durchmesser der Kolonne genügen 5 bis 6 cm bei 32 cm Höhe. Die nichtflüchtigen und nichtextrahierbaren Spaltprodukte der zweiten Gruppe haben glücklicherweise sehr viel kleinere Absorptionsquerschnitte, und die Vergiftung bildet sich so langsam aus, daß eine Aufbereitungsgeschwindigkeit von 0,1 l/min ausreicht. Das kann aber leicht in einem diskontinuierlichen Verfahren geschehen, bei dem Spalt- und Korrosionsprodukte zunächst von der U-Bi-Lösung getrennt und dann in einem stark verminderten Volumen aufgearbeitet werden[1]).

Im Brutmantel soll die Konzentration des Urans unter 10^{-4} gehalten werden, damit dort nicht mehr als 10 % der Gesamtleistung erzeugt werden. Dazu müssen etwa 20 t/Tag durch den Prozeß geführt werden. Ein Bi-Strom von 1,3 l/min, der 10 % Th als Th_3Bi_5 enthält, wird von dem Kühlsystem abgezogen und zunächst mit einer gleichen Menge reinen Bi verdünnt. Um U^{233} und Pa in Lösung zu bekommen, ohne die Th_3Bi_5-Partikel vollständig auflösen zu müssen, wird die Flüssigkeit mehrmals zwischen 350 °C und 850 °C erhitzt und wieder abgekühlt. Während dieser Operation gehen 60 % der Partikel in Lösung und rekristallisieren wieder. Die Mischung geht nun in einen Phasenseparator, wo die festen Teilchen konzentriert und wieder zum Reaktor zurückgeführt werden. Die rein flüssige Phase enthält nun $50 \cdot 10^{-6}$ Th und $30 \cdot 10^{-6}$ U_2^{233} und Pa in Bi-Lösung, die der Aufbereitung und dann dem Reaktor wieder zugeführt werden. Bei 500 MW Leistung im Kern müssen etwa 550 g täglich abgetrennt werden.

Das Reaktorverhalten bei Temperatur- oder Laständerungen erweist sich als sehr stabil, da alle Reaktoren mit flüssigem Brennstoff einen großen negativen Temperaturkoeffizienten haben. Durch Änderung der U^{233}-Konzentration kann die Reaktivität nach Wunsch vergrößert oder verkleinert werden, und der Reaktor wird sich in seiner mittleren Temperatur immer so einstellen, daß der Reaktivitätsüberschuß wieder auf Null reduziert wird. Eine Änderung der Reaktivität von 1 %, die durch eine Konzentrationsänderung um 2,75 % bewirkt wird, würde eine Temperaturerhöhung um 55 °C zur Folge haben. Der Reaktor soll in seiner Konzentration auf eine mittlere Temperatur von 475 °C eingestellt werden. Je nach der Leistungsentnahme werden nun automatisch die Eintritts- und Austrittstemperatur symmetrisch zu diesem Wert zusammen- oder auseinanderrücken, bis 400 °C am Eintritt bzw. 550 °C am Austritt bei maximaler Last.

In seiner Wirtschaftlichkeit soll dieser Reaktor außerordentlich gut liegen, und es wird angegeben, daß ein Preis von $7,8 \cdot 10^{-3}$ $/kWh erreichbar scheint.

Oxyd-Suspensions-Reaktor. Auch die ersten beiden der in Abschn. 3.734 1 beschriebenen Reaktoren sowie der in Abschn. 3.734 5 würden nach ihrer Bauart hier einzuordnen sein. Da bei diesen Konstruktionen aber völlig neue Wege beschritten werden, werden sie an späterer Stelle beschrieben.

3.732 2 Quasihomogene Reaktoren mit flüssigem Moderator

Wesentlich verschieden von den bisher beschriebenen Wasserreaktoren sind die heterogenen Reaktoren, bei denen der Brennstoff nicht in gitterartig angeordneten Stäben oder Bündeln zusammengeballt, sondern ziemlich gleichmäßig im Moderator verteilt ist. Zu einer solchen Anordnung wird man vor allem bei Verwendung von leichtem Wasser als Moderator zwangsläufig geführt. Das optimale Moderator-Uran-Volumverhältnis liegt für H_2O etwa bei 4. Da man zur Ermöglichung der Wärmeabfuhr den Brennstoff ohnehin möglichst aufteilen muß, bleibt bei dem geringen Moderatorvolumen kaum noch Raum für eine gitterartige Zusammenballung des Brennstoffs, erst

[1]) Raseman, C. J., Nucleonics **12**, Nr. 6 (1954), 16.

recht nicht für die Verwendung eines vom Moderator verschiedenen Kühlmittels. Da der gesamte Moderator hier gleichzeitig als Kühlmittel fungiert, werden die Unterschiede von Siedewasser- und Druckwasserbetrieb viel ausgeprägter als bei den obenerwähnten Typen. Vor allem wirkt sich die verringerte Moderatordichte in einer so erheblichen Vergrößerung des kritischen Volumens aus, daß der Kessel trotz des niedrigeren Druckes effektiv genauso teuer wird wie bei einem entsprechenden Druckwasserreaktor.

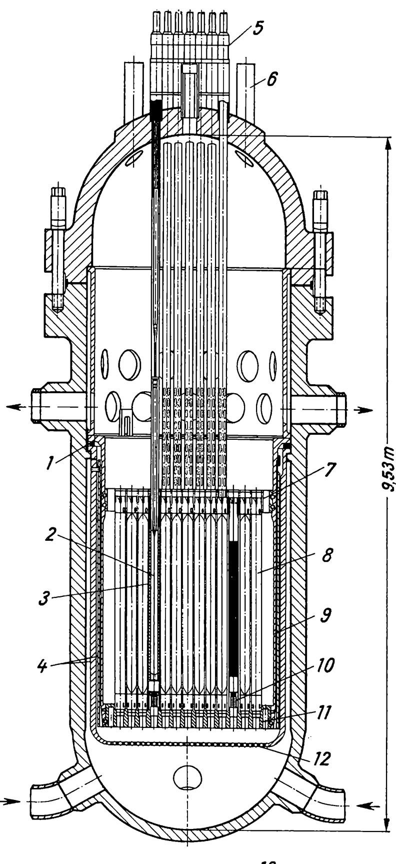
Beide Typen können durch einen negativen Temperaturkoeffizienten der Reaktivität inhärent stabil gemacht werden. Beim Siedewassertyp wird dieser Effekt aber noch durch den um ein Vielfaches größeren Dampfblasenkoeffizienten unterstützt. Dieser hat jedoch auch wieder einen nachteiligen Einfluß auf das Verhalten des Reaktors bei Laständerungen im Betrieb. Wird z. B. eine höhere Leistung, d. h. mehr Dampf von der Turbine gefordert, so sinkt zunächst der Druck im Dampfraum etwas ab. Die Blasenbildung wird dadurch verstärkt, aber der Reaktor würde in seiner Leistung absinken, statt der steigenden Belastung zu folgen, weil die Reaktivität durch das vergrößerte Dampfvolumen erniedrigt wird, wenn nicht das Regelsystem eingreift. Demgegenüber reagiert der Druckwasserreaktor in der richtigen Weise auf eine steigende Belastung, denn bei größerer Wärmeabgabe im Wärmetauscher kommt das Wasser kälter zum Reaktor zurück und bewirkt einen Anstieg der Reaktivität. Ein zu großer negativer Dampfblasenkoeffizient ist auch aus Gründen der dynamischen Stabilität unerwünscht, da er im Zusammenwirken mit anderen Faktoren die Neigung zu ungedämpften Schwingungen, wie sie bei SPERT-Experimenten festgestellt wurden, begünstigt. Obwohl diese Experimente einiges Licht in das dynamische Verhalten eines Siedewasserreaktors gebracht haben, ist es bis heute noch nicht vollständig aufgeklärt. Es scheinen in jeder Anordnung gewisse Grenzwerte für Druck, Dampfanteil, Dampfblasenkoeffizienten und Reaktivität zu bestehen, oberhalb derer sich ungedämpfte Schwingungen einstellen. Der Dampfblasen- und der Temperaturkoeffizient können im Prinzip sowohl positiv als auch negativ gemacht werden, was sich aus Fig. **783.**1 ablesen läßt. Sowohl die Dampfblasenbildung als auch die Dichteänderung bei Erwärmung bedeuten eine Verringerung des Moderator-Uran-Verhältnisses. Befindet man sich oberhalb des Maximums, so ist der Dampfblasenkoeffizient ebenso wie der Temperaturkoeffizient positiv, unterhalb sind beide negativ. Da ein zu großer negativer Dampfblasenkoeffizient für das Betriebsverhalten nachteilig ist, versucht man, den Betriebspunkt dicht unterhalb des Maximums der Kurven in Fig. **783.**1 zu legen. Im kalten Zustand liegt dann aber das Moderator-Uran-Verhältnis unter Umständen oberhalb des Maximums, und das bedeutet, daß der Reaktor im kalten Zustand einen positiven Temperaturkoeffizienten besitzt, wie es beim EBWR tatsächlich der Fall ist, was als ein gewisses Gefahrenmoment angesehen wird. Um diese Gefahr zu umgehen, kann man den Moderator vorheizen, bevor man den Reaktor anfährt.

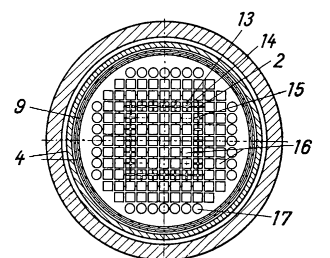
Obwohl vor allem in den USA eine große Zahl von quasihomogenen Wasserreaktoren geplant und bereits gebaut sind, sollen hier nur zwei repräsentative Ausführungen beschrieben werden, nämlich der Druckwasserreaktor von Westinghouse in Shippingport und der EBWR im Argonne National Laboratory.

Der Shippingport-Reactor[1]**).** Der Bau dieses Reaktorkraftwerkes für 60 MW_{el}, das 1957 in Betrieb ging, wurde begonnen, als der von Westinghouse gebaute Druckwasserreaktor für das erste mit Kernenergie fahrende U-Boot „Nautilus" bereits in Betrieb war. Der Zusammenhang der Entwicklung läßt sich an manchen Einzelheiten noch erkennen. Bei voller Leistung kann der Reaktor 230 MW Wärme abgeben. Diese werden von einer Anordnung von angereicherten Uran-Elementen in Plat-

[1]) Simpson. J. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 211, P/815; Nucleonics **13**, Nr. 9 (1955), 46. — Love, L. R., Nucleonics **14** (1956), 27.

tenform und von Natururan-Elementen in Rohrform in einem zylindrischen Kessel erzeugt (Fig. **798.1**). Die angereicherten Elemente enthalten 52 kg mit Zr legiertes U^{235} und stehen auf einem 15 cm breiten Streifen der Grundplatte um ein inneres Quadrat mit 75 cm Seitenlänge. Das Innere dieses Quadrats und die äußere Umgebung der angereicherten Zone sind mit Natururan-Elementen ausgefüllt, die insgesamt 12 t Uran in Form von UO_2 enthalten. Die Elemente werden aus hundert 1 cm dicken Stäbchen aufgebaut, die aus einem 0,7 mm dicken Zircaloyrohr bestehen, in welches kurze UO_2-Zylinder passend eingeschoben werden. Der Länge nach ist jedes Element aus zehn einzelnen Abschnitten zusammengesetzt, die jeweils oben und unten mit einer Zr-Platte abgeschlossen sind. Jeder Abschnitt besteht aus einem quadratischen Gitter von hundert Stäbchen, die in die obere und untere Platte, welche in den Zwischenräumen mit Bohrungen zum Durchlaß des Kühlmittels versehen sind, eingeschweißt werden. Am Anfang wird der Natururan-Mantel etwa $60\,\%$ der Leistung abgeben. Im Laufe des Betriebs wird dieser Anteil infolge der Pu-Produktion noch ansteigen. Die Anfangskonversionsrate beträgt etwa 0,8. Der Beitrag der schnellen Spaltung von U^{238} beläuft sich etwa auf $8\,\%$. Der Temperaturkoeffizient wird mit $\Delta k/k\,\Delta\vartheta = -\ 3{,}6 \cdot 10^{-4}$ grad^{-1} angegeben. Um die Zahl der Regelstäbe, von denen 24 vorgesehen sind, möglichst zu beschränken, wurde den Brennstoffplatten noch „abbrennbare" Vergiftung beigegeben. Die Elemente werden von einer Bodenplatte getragen und in einer Gitterplatte oben festgehalten. Die Boden- und Deckplatte, zwischen denen die Elemente gehalten werden, sind in einem Stahlzylinder befestigt, der seinerseits in der als Topf mit durchlöchertem Boden ausgebildeten thermischen Abschirmung hängt und durch den Druckkesseldeckel über ein zylindrisches Zwischenstück gegen einen Federring niedergedrückt wird. Das reaktive, zylindrische Volumen des

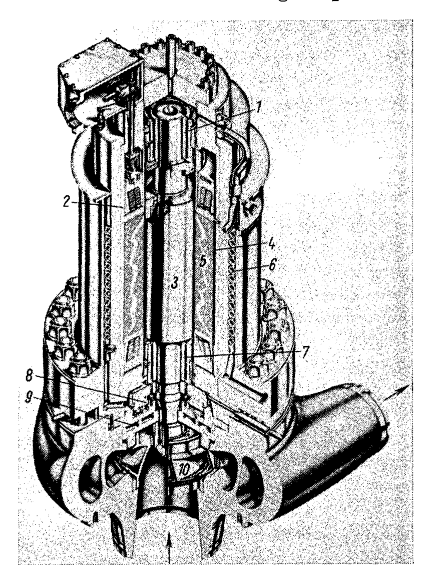




798.1 Vertikal- und Querschnitt des Druckwasserreaktors in Shippingport. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 214, P/494, P/815. — 1 Federring, 2 Regelstab, 3 Angereicherte Uranelemente, 4 Thermischer Schild, 5 Regelantriebsmechanismus, 6 Brennstoffwechselröhre, 7 Haltering, 8 Natururanelemente (Brutmantel), 9 Reaktortopf, 10 Feder, 11 Bodenplatte, 12 Strömungszwischenboden, 13 Abstandshalter, 14 Brennstoffeinheit, 15 Brennelement, 16 Brutelement, 17 Platz für zusätzliche Elemente

Reaktors mißt 1,83 m in Durchmesser und Höhe. Der Reaktorkessel hat einen inneren Durchmesser von 2,75 m und 10 m Höhe. Die obere Kuppel ist angeflanscht und besitzt 24 Durchbrüche für die Regelstäbe sowie neun weitere Öffnungen zum Auswechseln des Brennstoffs. Um ein Element auszuwechseln, wird ein fernbedienter Greifer eingeführt, der das Element durch diese Öffnung herauszieht. Der Raum über dem Reaktorkessel wird zu diesem Zwecke geflutet. Die Wandstärke im zylindrischen Teil beträgt 21,6 cm. Der Kessel ist aus geschmiedeten Kohlenstoffstahlplatten zusammengeschweißt und trägt innen einen 6 mm dicken Überzug aus rostfreiem Stahl. Er ist knapp unterhalb des Flansches aufgehängt, um thermische Ausdehnung bei einem Minimum an Spannungen in den Leitungen zu ermöglichen. Außen ist er etwa 10 cm dick mit Glaswolle wärmeisoliert.

Das Kühlmittel tritt durch vier Eintrittsöffnungen im unteren, halbkugelförmigen Boden des zylindrischen Druckkessels ein und verläßt den Reaktor wieder durch vier Austrittsleitungen oberhalb der Elementanordnung. Die vier Zu- und Ableitungen mit 46 cm Durchmesser gehören je zu einem Kreislauf mit einer einstufigen Spaltrohrpumpe, einem Wärmetauscher mit Verdampfer und je einem Absperrventil am Ein- und Ausfluß des Reaktors. Bei voller Leistung werden nur drei von den vier Primärkreisläufen benötigt. Hochgereinigtes leichtes Wasser dient gleichzeitig als Moderator und Kühlmittel. Es strömt mit einer Durchsatzgeschwindigkeit von 170 m³/min durch den Reaktor und steht unter einem Druck von 136 at. Seine Temperatur steigt beim Reaktordurchgang von 264 °C auf 283 °C. Die Geschwindigkeit im Reaktor liegt zwischen 3 bis 6 m/s, während sie in den äußeren Leitungen 10 m/s beträgt. Der Druckabfall über den ganzen Primärkreislauf von 7 at verteilt sich etwa zu gleichen Teilen auf Reaktor, Wärmetauscher und Leitungen. Im Wärmetauscher fließt das primäre Kühlmittel durch viele hundert dünne Rohre aus rostfreiem Stahl, die ihre Wärme an das sie umgebende Wasser des Sekundärkreislaufs abgeben, wobei Naßdampf mit 40 at entwickelt wird. Es sind zwei verschiedene Typen von Wärmetauschern eingebaut, um Erfahrungen mit beiden zu sammeln. Die Hauptkühlpumpen (Fig. **799.1**) haben 1200 kW-Motore und können je nach Konstruktion des Laufrades 40 bis 65 m³/min bei einer Druckdifferenz von 7 bis 10 at fördern. Wegen mangelnder Erfahrung an Druckwasserreaktorkraftwerken wurde eine Reihe von kostspieligen Sicherheitsvorkehrungen getroffen. Die gefährdeten Teile sind in vier große Stahlbehälter eingeschlossen, die so bemessen wurden, daß sie bei einem Bruch des primären Kühlsystems mit allen Folgen der im Reaktor gespeicherten Energie und einer etwaigen Zr-Wasser-Reaktion eine weitere Verbreiterung der Radioaktivität verhindern. Der Reaktor sitzt in einem sphärischen Behälter in der Mitte. Je zwei Primärkreisläufe befinden sich in den beiden damit verbundenen zylindrischen Behältern auf beiden Seiten, und ein dritter zylin-



799.1 Spaltrohrpumpe im Hauptkühlkreislauf des PWR. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 215, P/815. — 1 Querlager, 2 Druckmantel, 3 Rotor, 4 Spaltrohr, 5 Statorwicklung, 6 Statorkühlung, 7 Querlager, 8 Axiallager, 9 Wärmefalle, 10 Laufrad

drischer Behälter umschließt den Druckausgleichskessel und andere Hilfsvorrichtungen.

Der Siedewasserreaktor des Argonne National Laboratory. Als Vorstufe für ein größeres Siedewasserreaktorkraftwerk, das möglicherweise mit Natururan betrieben werden kann, wurde im ANL ein Siedewasserreaktor[1]) für 20 MW Wärmeleistung aufgebaut und konnte Ende 1956 in Betrieb gehen. Die Konstruktion, welche auf den Erfahrungen mit dem Borax-Reaktor[2]) aufbaut, entspricht dem denkbar einfachsten Grundschema. Moderator und Kühlmittel ist leichtes oder schweres Wasser, das durch Naturumlauf innerhalb des Reaktorkessels umgewälzt wird. Der Dampf geht vom Reaktor direkt zur Turbine ohne einen zwischengeschalteten Wärmetauscher (Fig. **800.**1).

800.1 Reaktorkern des EBWR-Reaktors. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 255, P/497. — 1 Wärmeschock-Schild, 2 Regelstab, 3 Druckkessel. 4 Rostfreier Stahlüberzug, 5 Brennelemente, 6 Leere Ausfüll-Elemente, 7 Führung der Regelelemente, 8 Brennstoff, 9 Austritt für forcierte Kühlung, 10 Regelstabschaft, 11 Regelstabführung, 12 Regelstabführung, 13 Wasserspiegel, 14 Umkleidung, 15 Speisewasserverteilerrohr, 16 Sockel der Brennelemente, 17 Paßsitz für die Brennelemente, 18 Thermischer Schild, 19 Grundplatte, 20 Tragende Stützen, 21 Zwischenboden, 22 Eintritt für forcierte Kühlung

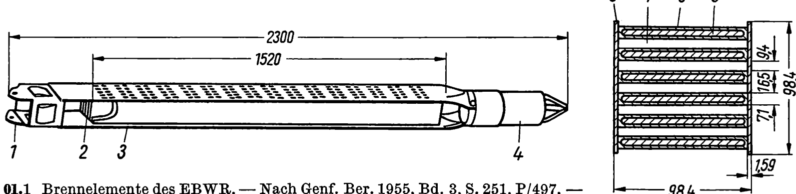
Der Reaktorkern wurde für eine mittlere Leistungsdichte von 25 kW/l ausgelegt und mißt 1,22 m in Durchmesser und Höhe. Die Möglichkeit zur Vergrößerung des Durchmessers auf 1,52 m ist vorgesehen. Es werden zwei Arten von Brennelementen verwendet: eine mit Natururan und eine mit einer U^{235}-Zr-Legierung, in der die U^{235} Konzentration so bemessen ist, daß das Element die gleiche Leistungsdichte entwickelt wie das mit Natururan. Beide Elementtypen haben ähnlichen Aufbau und sind miteinander vertauschbar. Sie bestehen aus sechs Platten von 7,1 mm Dicke, die zwischen zwei Seitenplatten so eingeschweißt werden, daß ein 9,4 mm breiter Spalt für das Kühlmittel zwischen benachbarten Platten freibleibt (Fig. **800.**1). Die Seitenplatten werden durch Perforation absichtlich geschwächt, damit sie den Wärmespannungen nachgeben. Durch ein rohrförmiges Endstück, das die Elemente in der Bodenplatte hält, tritt das Kühlwasser zwischen die Brennstoffplatten ein. Der gegenseitige Abstand der Elemente wird durch Federblätter am Kopfende gehalten.

Auf Grund von Berechnungen waren 77 Elemente mit insgesamt 4536 kg Natururan und 35 angereicherte mit 19 kg U^{235} vorgesehen. Tatsächlich mußten 51 angereicherte Elemente eingesetzt werden, um den Reaktor kritisch zu machen. Ein kritisches Experiment war nicht durchgeführt worden, da man genug Möglichkeit hatte, die Kritizität auf alle Fälle zu erreichen.

[1]) Harrer, J. M., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 250, P/497.

[2]) Lichtenberger, H., Nucl. Sci. Engng. 1 (1956), 420. — Dietrich, J. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 56, P/851.

Die neun aus zwei gekreuzten Hafniumblechen bestehenden Regelelemente werden von unten angetrieben, können aber von oben montiert werden. Sie bewirken 12,5 % Reaktivitätsänderung. Durch die Führungskanäle für die kreuzförmigen Regelelemente wird der Reaktorkern in mehrere Zellen unterteilt, von denen jede mit neun Elementen besetzt ist. Die im Betrieb herausgefahrenen Regelelemente verlängern diese Zellen kaminartig nach oben und begünstigen dadurch die natürliche Konvektion. Die



01.1 Brennelemente des EBWR. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 251, P/497. — 1 Kopfstück aus rostfreiem Stahl, 2 Brennstoffplatten, 3 Perforierte Platte aus Zircaloy II, 4 Fußstück aus rostfreiem Stahl, 5 Brennstoff, 6 Überzug aus Zircaloy II, 7 Wasserkühlkanal, 8 Seitenplatte aus Zircaloy II

gesamte Elementanordnung sitzt, auf Stützen ruhend, in der Mitte des Reaktorkessels, so daß das Kühlmittel in der 45,7 cm dicken Reflektorschicht außen herum wieder abwärts strömen kann. Das mit 43 °C vom Kondensor kommende Wasser wird durch eine Ringleitung dem abfallenden Wasser zugeführt und bewirkt eine Unterkühlung von 6 °C, so daß etwa mitgerissene Dampfblasen kondensieren. Das Wasser tritt durch die Bodenplatte wieder in die Elemente ein und beginnt im unteren Drittel zu sieden. Der mittlere Dampfgehalt in den Kanälen beträgt 20 %. Die Wärmestromdichte durch die Oberfläche der Brennelemente erreicht im Mittel 12,5 W/cm^2 und maximal 46 W/cm^2. Eine Zerstörung wäre erst bei 180 W/cm^2 zu befürchten. Um den Wärmeübergang zu erhöhen, sind für spätere Versuche Leitungsanschlüsse für eine forcierte Kühlung vorgesehen.

Der Wand des Druckkessels mit 2,14 m Durchmesser ist ein 2,54 cm dicker Stahlzylinder als thermische Abschirmung vorgelagert. Der Betriebsdruck beträgt 42 at. Der Dampfdom ist 2,14 m hoch, und die Dampfgeschwindigkeit erreicht dort nur 15,2 cm/s. Dadurch wird eine gute Trennung zwischen Dampf und Flüssigkeit erreicht, und man darf erwarten, daß die spezifische Radioaktivität im Kondenswasser um einen Faktor 10^4 niedriger liegt als im Moderator.

Für den Fall, daß infolge einer Katastrophe der Moderator ausläuft, können die Elemente von oben durch eine Brause mit borsaurem Wasser besprüht und gekühlt werden. Ferner kann bei Versagen des Abschaltemechanismus Borsäure aus einem unter 109 at stehenden Tank durch eine Ringleitung eingespritzt werden. Außerdem würde sich der Reaktor wegen des negativen Temperaturkoeffizienten von selbst in der Leistung beschränken. Der Dampfblasenkoeffizient ist aber fast Null oder sogar positiv bei Raumtemperatur. Deshalb ist im Reaktorkessel ein Heizsystem eingebaut, mit dem das Wasser vorgeheizt werden kann, bevor man den Reaktor anfährt.

3.732 3 Wassermoderierte, homogene Leistungsreaktoren

Die Vorteile homogener Leistungsreaktoren beruhen auf der Ausnutzung zweier Gegebenheiten in diesem System, nämlich des flüssigen Zustandes des Brennstoffs und der einzigartigen Kühlmittel- und Moderatorqualität des schweren Wassers. Ersteres hat zur Folge, daß der Brennstoff selbst zur Wärmeübertragung herangezogen werden kann und daß im Reaktor keine Wärmeübergangsflächen existieren. Durch den kleinen Absorptionsquerschnitt und die große spezifische Wärme des schweren Wassers wird

es ermöglicht, einen Reaktor schon mit sehr niedrigen Spaltstoffkonzentrationen kritisch zu bekommen und eine große spezifische Leistung abzuführen. Auch noch weitere Vorteile leiten sich aus den genannten Eigenschaften ab. Der Brennstoff kann kontinuierlich von Korrosionsprodukten gereinigt und von Spaltprodukten befreit werden. Die Probleme der Brennstoffaufbereitung, der Handhabung und der Aufarbeitung sind wesentlich vereinfacht. Das Reaktorsystem besitzt einen hohen Grad an Stabilität. Wegen des hohen negativen Temperaturkoeffizienten sind Regelstäbe überflüssig. Grobe Änderungen der Betriebsbedingungen können durch Einstellen der Brennstoffkonzentration berücksichtigt werden. Die Konstruktion des Reaktorkessels kann sehr einfach sein, da er außer einigen Einsätzen zur Strömungsführung und eventuell einer Trennwand zwischen Reaktorkern und Brutreflektor keine innere Struktur zu haben braucht. Dadurch können die Absorptionsverluste auf ein Minimum reduziert und ein hoher Konversionsfaktor erreicht werden. Allerdings sind auch einige Nachteile aufzuzählen, die hauptsächlich auf dem hohen Dampfdruck des Wassers und der schwierigen Handhabung der unter Druck stehenden und stark radioaktiven Uranylsalzlösung beruhen. Sämtliche mit der Flüssigkeit in Berührung stehende Teile werden stark radioaktiv. Eine Reparatur kann dadurch schwierig und teuer werden. Die verschiedenen in der Mischung vorliegenden Stoffkomponenten bilden ein kompliziertes physikalisch-chemisches System. Vor allem werden durch Korrosions- und Erosionseffekte einschränkende Bedingungen auferlegt. Das durch die Strahlungsdissoziation des Wassers gebildete Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisch muß ständig abgepumpt und in einer besonderen Vorrichtung wieder rekombiniert werden. Es sind aber bereits Wege gefunden worden, die Dissoziation weitgehend zu unterdrücken bzw. eine rasche Rekombination im Reaktor selbst herbeizuführen.

Je nach der Verteilung von Spaltstoff und Brutstoff unterscheidet man „Ein-Gebiet"- und „Zwei-Gebiet"-Reaktoren. In ersteren sind Spalt- und Brutstoff im ganzen Reaktorvolumen gleichmäßig vermischt, während sich bei letzteren die reine Spaltstofflösung im inneren Teil des Volumens befindet, das durch eine Zwischenwand von dem umgebenden Brutmantel mit dem Brutstoff getrennt ist.

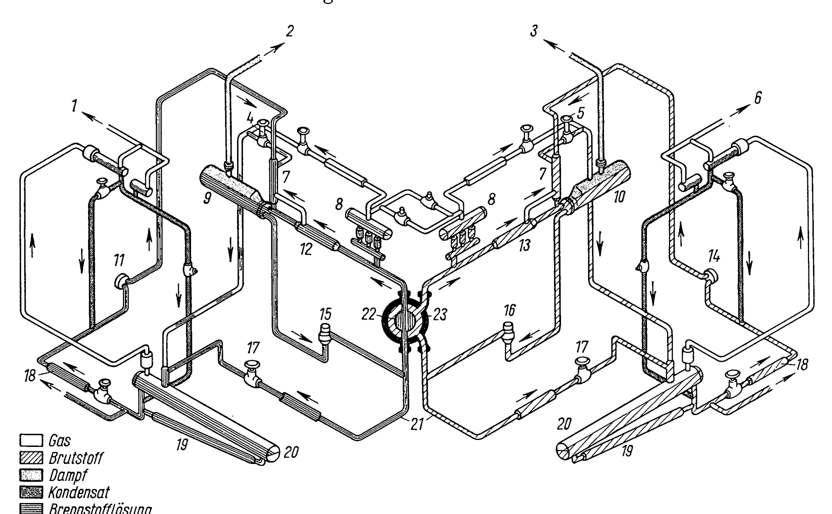
Ferner kann die Wärmeabfuhr durch Brennstoffumlauf oder durch Sieden erfolgen. In den Vereinigten Staaten wurden die meisten Anstrengungen auf die Entwicklung von Zwei-Gebiet-Reaktoren mit Brennstoffumlauf verwendet, während auf russischer Seite offenbar mehr der Siedewassertyp mit und ohne Brutmantel studiert wurde. Für den Druckwassertyp sprechen einige Vorteile, wie gute Neutronenökonomie, kleinere Dimensionen und bessere Anpassungsfähigkeit für verschiedene Brennstoffsysteme. Die erreichbare Leistungsdichte ist nur begrenzt durch die Geschwindigkeit, mit der die Lösung durch den Reaktor gepumpt werden kann, während beim Siedewassertyp nach bisherigen Versuchen die maximale Wärmeabfuhr durch Kesselquerschnitt, Druck und Dampfvolumanteil begrenzt wird. Nach Schätzung müßte ein zylindrischer Reaktor mit etwa 3 m Durchmesser und gleicher Höhe ungefähr 30 Volumprozent Dampf enthalten, um 400 MW Wärme bei 136 at abzugeben. Diese Reaktoren haben zwar selbststabilisierende Eigenschaften, aber ihr kinetisches Verhalten ist noch nicht völlig aufgeklärt. In Vorversuchen wurden langsame und gedämpfte Schwingungen beobachtet.

Der Homogeneous Reactor Test in Oak Ridge. Der HRT ist der zweite homogene Versuchsreaktor, der von der AEC im Leistungsreaktor-Programm gebaut wurde. Sein Vorläufer war der HRE, der 1951 gebaut und 1954 nach zweijährigem erfolgreichem Betrieb wieder demontiert wurde. An seiner Stelle wurde der HRT[1]) gebaut, der 1958 in Betrieb gegangen ist. Zunächst sollte er für mindestens sechs Monate mit reinem D_2O im Brutmantel betrieben werden. In dieser Zeit sollen vor allem die kontinuierlichen, chemischen Prozesse ausprobiert werden. Dann erst soll der Brutmantel mit der Tho-

[1]) Beall, S. E., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 263, P/498; Nucleonics **13** (1955), 48.

rium-Oxyd-Aufschlämmung in D_2O gefüllt werden. Je nach den Versuchsergebnissen soll später eventuell U^{235} durch U^{233} ersetzt werden, um den U^{233}-Th-Zyklus zu studieren.

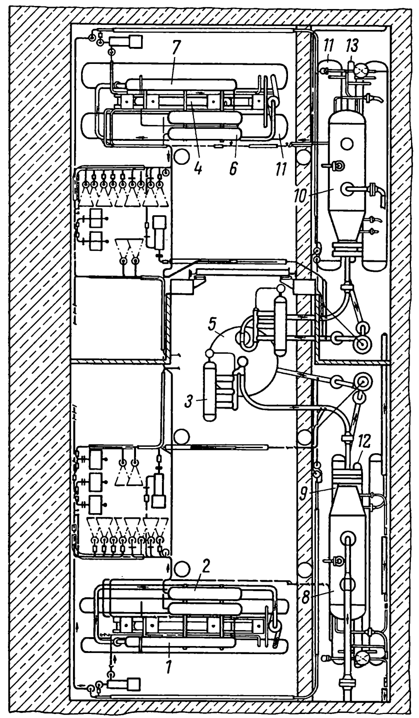
Der Reaktor ist ausgelegt für eine Wärmeleistung von 5 bis maximal 10 MW und soll die Vorstufe für ein 100 MW-Kraftwerk sein, welches im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Die Leistungsdichte von 17 kW/l wurde für ausreichend erachtet, da schon am HRE gezeigt worden war, daß 30 kW/l erreichbar sind. Die Ausgangstemperatur konnte dank der guten Korrosionsbeständigkeit der Metalle auf 300 °C erhöht werden im Vergleich zu 250 °C beim ersten Experiment. Das System ist konstruiert für einen Druck von 136 at, während der Dampfdruck des Wassers bei 300 °C nur 85 at beträgt. Der Reaktorkern wird von der Brennstofflösung von unten nach oben glatt durchströmt, während beim ersten Experiment Zu- und Abfluß oben angebracht waren, woraus eine starke Verwirbelung im Reaktorkessel resultierte. Die Rekombination

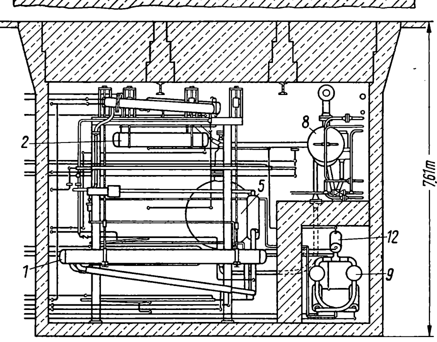


803.1 Schematisches Strömungsschaltbild des HRT. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 266, P/498. — 1 Gasaustritt, 2, 3 Dampf, 4, 5 Drosselventil, 6 Gasaustritt, 7 Wärmetauscher mit Druckentspannung, 8 Ausgleichsbehälter, 9, 10 Dampferzeuger, 11, 14 Speisepumpe, 12, 13 Gasseparator, 15, 16 Pumpe, 17 Ventil, 18 Speichertank, 19 Verdampfer, 20 Vorratstank, 21 Leitung zum Vorratstank, 22 Innerer Reaktorkessel 23 Äußerer Reaktorkessel.

der Radiolysegase erfolgt nicht wie im ersten Experiment in einer Flamme, sondern katalytisch in einem Bett aus platinierten Aluminiumoxydperlen. Überall, wo das Metall mit der Lösung in Berührung kommt, wird rostfreier Stahl Typ 347 verwendet. Nur der Reaktorkern-Behälter besteht aus Zircaloy, und die stark durch Turbulenz beanspruchten Teile in der Pumpe und im Gasseparator sind mit Titan ausgekleidet. Der Reaktor enthält keine Regelstäbe. Regelung und Ausgleich werden nur durch die Konzentration der Lösung eingestellt, während die Sicherheit allein durch den Temperaturkoeffizienten gewährleistet ist.

Die beiden getrennten Kreislaufsysteme für Kern und Brutmantel sind bis auf die Dimensionierung gleich. Beide bestehen aus einem Hochdruck- und einem Niederdrucksystem (Fig. **803.1**). Das Hochdrucksystem umfaßt im wesentlichen den Primärkreislauf. Die Brennstofflösung wird mit 256 °C von unten in den inneren Reaktor-





804.1 Anordnung der Reaktorkomponenten des HRT in Aufsicht und Seitenansicht. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 268, 269. P/498. — 1 Rekombinator, 2 Brennstoffkühlfallen, 3 Druckausgleichsbehälter, 4 Kondensatbehälter, 5 Reaktor, 6 Brutstoffkühlfallen, 7 Rekombinator, 8 Wärmetauscher (Brennstoff), 9 Brennstoffvorratstank, 10 Wärmetauscher (Brutstoff), 11 Brutstoffvorratstank (äußerer), 12 Rückflußkondensor, 13 Dampfkondensor.

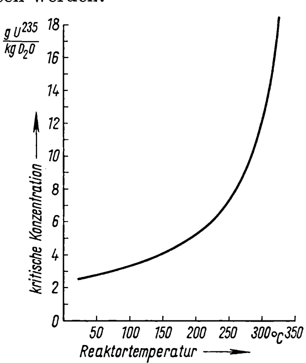
behälter hineingepumpt und erwärmt sich bei 5 MW Betrieb auf 300 °C, bis sie das Reaktorvolumen am oberen Ende wieder verläßt. Dort ist der Druckausgleichsbehälter angebracht, der elektrisch bis auf 335 °C geheizt werden kann und einen Druck von 136 at im System aufrechterhält. Dann strömt die heiße Lösung durch den Gasseparator, wo sie durch Führungsbleche in so starke Rotation versetzt wird, daß sich das radiolytische Gas in der Rohrachse sammelt und abgesaugt werden kann. Von dort fließt die Brennstofflösung durch die U-förmigen Rohre des Wärmetauschers, in dem Dampf von 240 °C und 35 at erzeugt wird. Ein Teil davon wird dem 312 kVA Turbinen-Generator-Aggregat zugeführt, das schon beim HRE benutzt wurde. Der Rest geht unmittelbar in einen luftgekühlten Kondensor. Die vom Wärmetauscher kommende Uranylsulfat-Lösung wird durch eine Spaltrohrpumpe mit 1500 l/min Förderleistung zum Reaktor zurückgepumpt.

Der Durchsatz im Brutkreislauf beträgt nur 870 l/min.

Das Niederdrucksystem umfaßt im wesentlichen die Abtrennung der radioaktiven Gase und die Vorratsbehälter mit Hilfsvorrichtungen. Die aus dem Separator abgesaugten Gase und die mitgerissene Flüssigkeit werden auf 90 °C abgekühlt und durch ein Drosselventil auf Atmosphärendruck entspannt. Die Mischung fließt dann in einen Vorratstank, der die gesamte Wassermenge des Kreislaufs fassen kann. Ein mit dem Vorratsbehälter zusammengebauter Verdampfer sorgt für eine ständige Durchmischung und erzeugt Dampf zur Verdünnung des explosiven Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisches. Das mit Wasserdampf verdünnte Gemisch strömt dann durch den katalytischen Rekombinator. Das schwere Wasser wird anschließend wieder kondensiert und fließt im Normalbetrieb zurück zum Vorratstank. Es kann aber auch dazu dienen, die Konzentration der Lösung im Reaktor zu erhöhen, indem man es zurückhält, oder

zu erniedrigen, indem man es nicht dem Vorratstank, sondern direkt dem Reaktor zuführt. Das kleine Volumen der gasförmigen Spaltprodukte wird in Kühlfallen auf — 23 °C getrocknet und dann durch Aktivkohle geleitet, wo die radioaktiven Gase adsorbiert werden. Nach einer längeren Verweilzeit können sie dann mit 40 m³/min Luft verdünnt durch einen 30 m hohen Schornstein abgeblasen werden.

Alle zu den beiden Systemen gehörigen Komponenten sind in einem von einer Betonabschirmung umschlossenen Bassin aus 19 mm Stahlblech angeordnet und können zur Ausführung von Reparaturarbeiten unter Wasser gesetzt werden (Fig. **804.1**). Das Bassin mißt 16,50 × 9,30 m² in der Grundfläche und 7,60 m in der Tiefe. Oben wird es durch zwei Schichten von Betonplatten gasdicht abgedeckt. Es soll einen Innendruck von 2 at aushalten, der bei einem adiabatischen Freiwerden des gesamten Energieinhalts des Reaktors erreicht würde. Die am meisten anfälligen Komponenten sind so angeordnet, daß sie von oben unter Wasser repariert werden können. Falls es dabei nötig sein sollte, die Rohrleitungen aufzutrennen, soll das Rohrsystem zunächst mit D_2O gefüllt und beiderseits der Trennstelle eingefroren werden. Dadurch wird das Eindringen von leichtem Wasser ins Rohrsystem verhindert. Es sind aber auch Vorkehrungen getroffen, einmal eingedrungenes leichtes Wasser wieder zu entfernen.

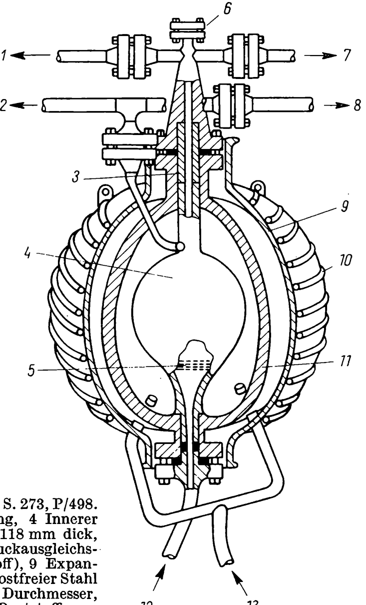


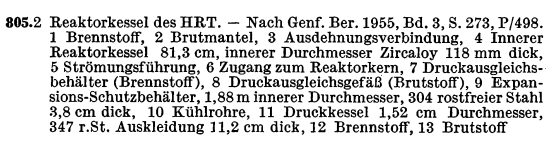
805.1 Abhängigkeit der kritischen Konzentration des HRT-Reaktors von der Temperatur. — Nach Beall, S. E., u. Swartout, J. A., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 271, P/498

Durch verschiedene HRE-Versuche war sichergestellt, daß das kinetische Verhalten dieses Reaktortyps außerordentlich stabil ist. Selbst bei plötzlichem Einpumpen kalter Lösung mit 100 °C, wobei eine Reaktivitätsänderung von 0,8 %/s auftrat, wurde der neue Gleichgewichtszustand rasch und nur mit einer kurzen Leistungsüberschreitung von einigen Zehntel Sekunden erreicht. Die ausgeprägte Abhängigkeit der kritischen Konzentration von der Temperatur ist in Fig. **805.1** wiedergegeben.

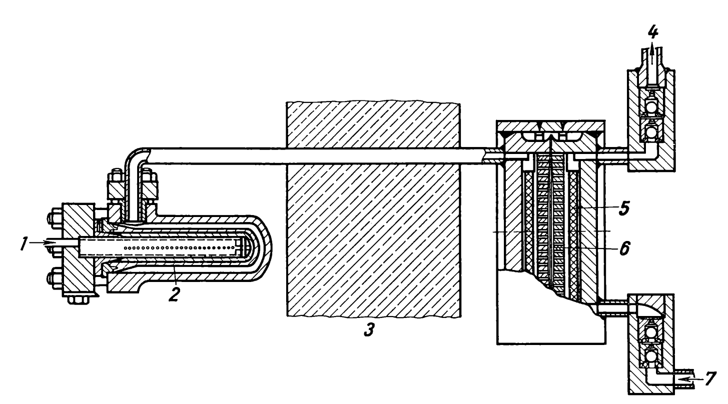
Die Konstruktion der verschiedenen Reaktorkomponenten weist viele interessante Details auf[1]). Der Reaktorkessel[2]) (Fig. **805.2**) besteht aus einem inneren, birnenförmigen Zircaloy-Behälter von 81 cm Durchmesser mit 8 mm Wandstärke und dem Druckkessel

[1]) Beall, S.B., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 263, P/498.
[2]) Gall, W. R., Nucleonics **14**, Nr. 10 (1956), 32.



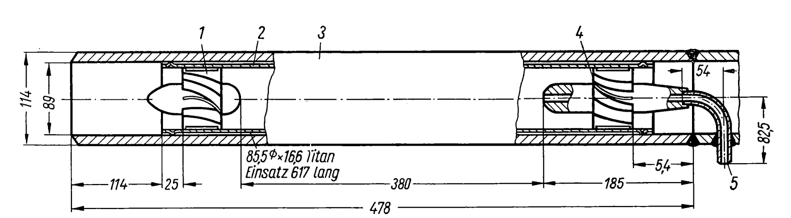

805.2 Reaktorkessel des HRT. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 273, P/498. 1 Brennstoff, 2 Brutmantel, 3 Ausdehnungsverbindung, 4 Innerer Reaktorkessel 81,3 cm, innerer Durchmesser Zircaloy 118 mm dick, 5 Strömungsführung, 6 Zugang zum Reaktorkern, 7 Druckausgleichsbehälter (Brennstoff), 8 Druckausgleichsgefäß (Brutstoff), 9 Expansions-Schutzbehälter, 1,88 m innerer Durchmesser, 304 rostfreier Stahl 3,8 cm dick, 10 Kühlrohre, 11 Druckkessel 1,52 cm Durchmesser, 347 r.St. Auskleidung 11,2 cm dick, 12 Brennstoff, 13 Brutstoff

von 1,52 m Durchmesser, der noch im Abstand von 7,5 cm von einem 38 mm dicken kugelförmigen Kessel umgeben wird, der als Explosionsschutz gedacht ist. Der Zircaloy-Behälter wurde auf einen Innendruck von 60 at und einen Außendruck von 27 at geprüft. Während des Betriebs wird aber für einen Druckausgleich zwischen Kern und Brutmantel gesorgt, so daß der Differenzdruck niemals 14 at übersteigt. Die 10 cm dicke Wand des Druckkessels aus Kohlenstoffstahl ist innen mit einer 1 cm



806.1 Membranpumpe zur Speisung des Drucksystems des HRT. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 277, P/498. 1 Pulsierender Ölstrom, 2 Doppelwandige Gummiblase, 3 Abschirmung, 4 zum Hochdrucksystem, 5 Schutzfilter, 6 Membran aus rostfreiem Stahl, 7 vom Vorratstank

dicken Schicht aus rostfreiem Stahl überzogen und hält einen Druck von 136 at aus Die verschiedene Wärmedehnung der beiden Kessel wird durch einen Federbalg, der die obere Ausgangsleitung des Zircaloy-Kessels bildet, gewährleistet.



806.2 Gasseparator des HRT. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 275, P/498. — 1 Rotationsschaufeln, 2 Geschweißte Abstandhalter, 3 Rostfreies Stahlrohr Typ 347, 4 Strömungsleitschaufeln, 5 0,64 cm Sch 80 Typ 347 rostfreies Stahlrohr

Als Speisepumpen für das Drucksystem werden Membranpumpen mit einer 0,7 mm dicken Stahlmembran verwendet (Fig. **806.1**). Von einer mit Öl betriebenen Gummimembranpumpe, die sich außerhalb der Abschirmung befindet, werden die Pulse durch ein D_2O-gefülltes Rohr hydraulisch auf die Stahlmembranpumpe übertragen, die bei 78 Stößen pro Minute etwa 4 l/min fördert.

Die Konstruktion des Gasseparators ist außerordentlich einfach (Fig. **806.2**). Er besteht aus einem dünnen Rohr mit je einem Einsatz von Strömungsleitblechen vorne und hinten, welches in den normalen Leitungsquerschnitt eingeschoben werden kann.

Beim Eintritt in dieses Rohr wird die Flüssigkeit durch die Strömungsleitbleche in heftige Rotation versetzt. Infolge der Fliehkraft, die mindestens 4 g betragen sollte, sammelt sich das Gas, das etwa 2 % des Volumens ausmacht, in einem Kanal entlang der Mittelachse, aus dem es abgesaugt wird. Sämtliche Ventile sind durch Einbau von Federbälgen absolut dicht gemacht.

Die kontinuierliche chemische Abtrennung eines großen Teils der Spaltprodukte gelingt durch ein einfaches Verfahren. Da die Löslichkeit der meisten Sulfate sehr klein ist und mit zunehmender Temperatur noch absinkt, bilden sich in der heißen Lösung feste Niederschläge, die durch ein Zyklon abgetrennt werden können. Das Zyklon ist ein senkrecht stehender Zylinder mit einem trichterförmigen Ansatz nach unten. Die Flüssigkeit tritt in einem tangentialen Strahl ein und rotiert um die Mittelachse. Durch die Fliehkraft sammeln sich die festen Partikel an der Außenwand und fallen nach unten, wo sie in einem dicken Brei in den Sammelbehälter abfließen, während die reine Flüssigkeit ständig aus der Mittelachse abgepumpt wird. Nach bisherigen Erfahrungen ist diese Reinigung außerordentlich wirksam und stellt einen bedeutenden Fortschritt auf dem Wege zur Wirtschaftlichkeit des homogenen Reaktors dar.

Homogener Kraftwerksreaktor. Von Briggs und Swartout[1]) wurde auf Grund der Erfahrungen mit dem HRE ein Vorschlag für ein 100 MW_{el}-Kraftwerk ausgearbeitet. Die Konstruktionsdaten und Betriebsbedingungen eines mit dem U^{233}-Th-Zyklus arbeitenden und wirtschaftlich optimal ausgelegten Reaktors sind in Tab. **807.1** zu-

807.1 Konstruktionsdaten eines Reaktorkraftwerks mit einem homogenen Zweizonen-Brutreaktor

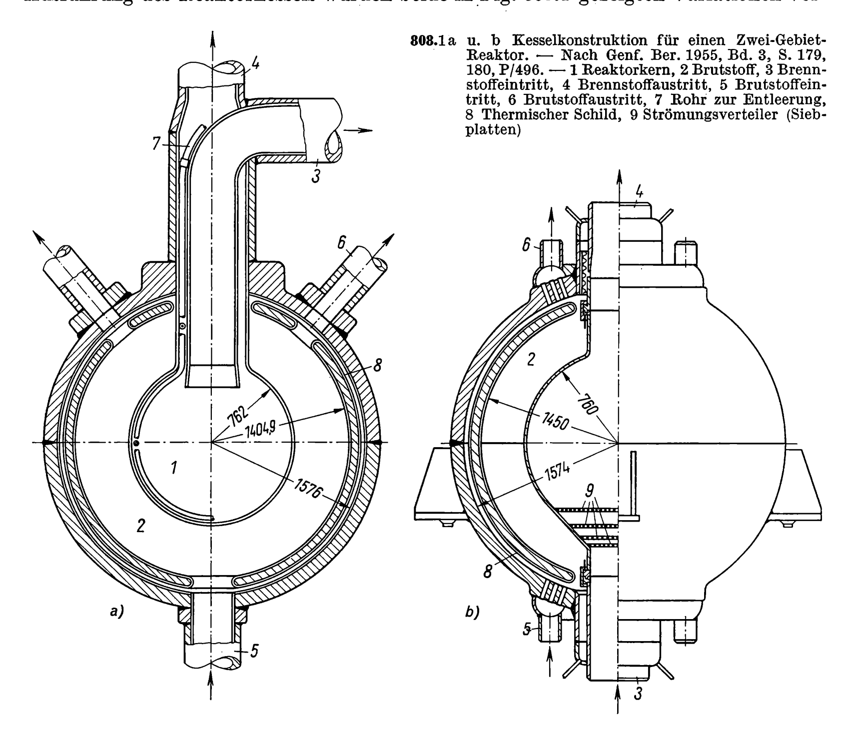
Kraftwerk		
	Abgegebene elektrische Leistung	100 MW
	Gesamte elektrische Leistung	106 MW
	Gesamtwirkungsgrad des Kraftwerks	0,23
	Dampftemperatur vor der Turbine	225 °C
	Dampfdruck vor der Turbine	25 at

Reaktor		Reaktorkern	Brutmantel	gesamt
Wärmeleistung	MW	360	80	440
Eintrittstemperatur	°C	250	245	
Austrittstemperatur	°C	300	315	
Betriebsdruck	at	136	136	
Brennstoffdurchsatz	m^3/h	5680	1000	
Durchmesser	cm	152		
Schichtdicke	cm		68	
Volumen der Lösung im Reaktor	m^3	1,9	11,5	13,4
Volumen des gesamten Kreislaufs	m^3	10,0	14,0	24,0
Art der Lösung		UO_2SO_4-D_2O	ThO_2-D_2O	
Brennstoffkonzentration	g/kg D_2O			
$U^{233} + U^{235} + Pa^{233}$		2,8	4,7	
U (insgesamt)		8,6	3,4	
Th^{232}			1130,0	
Brennstoffbedarf einer Füllung	kg			
$U^{233} + U^{235} + Pa^{233}$		30	60	90
Th^{232}			15000	
D_2O				26000
Überschußproduktion an U^{233}	g/d		60	60

[1]) Briggs, R. B., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 175, P/496.

sammengestellt. Der Reaktorkern soll mit verdünnter Uranylsulfatlösung in Schwerwasser angefüllt sein, während der Brutmantel durch eine Aufschlämmung von Thoriumoxyd in schwerem Wasser gebildet werden soll. Neben der Reaktor- und der Dampfanlage soll das Kraftwerk noch eine chemische Anlage besitzen, in der wenigstens der einfach und kontinuierlich durchführbare Teil der chemischen Prozesse, wie die Entfernung der gasförmigen Spaltprodukte und der Niederschläge von Korrosions- und Spaltprodukten, durchgeführt werden soll.

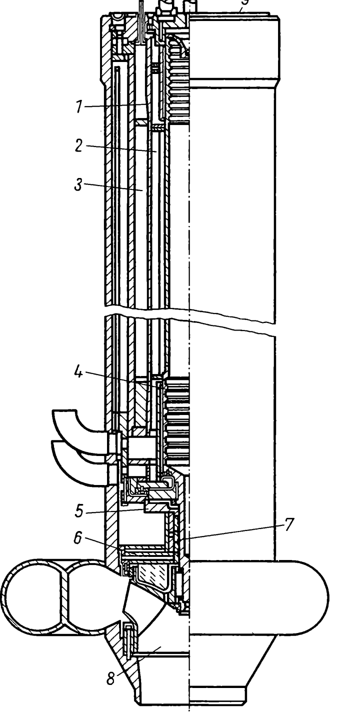
Für Reaktorkern und Brutmantel sind je ein getrenntes Hoch- und Niederdrucksystem sowie ein Gasrekombinationssystem vorgesehen, die ähnlich ausgelegt sind, wie es beim HRT beschrieben wurde. In beiden Kreisläufen sind Druckausgleichsbehälter vorgesehen, und beide stehen miteinander in Verbindung, um Druckdifferenzen zwischen den Systemen, die den Zirkonkessel zerstören könnten, zu vermeiden. Für die Ausführung des Reaktorkessels wurden beide in Fig. **808.1** gezeigten Variationen vor-

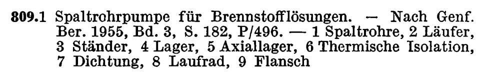


808.1 a u. b Kesselkonstruktion für einen Zwei-Gebiet-Reaktor. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 179, 180, P/496. — 1 Reaktorkern, 2 Brutstoff, 3 Brennstoffeintritt, 4 Brennstoffaustritt, 5 Brutstoffeintritt, 6 Brutstoffaustritt, 7 Rohr zur Entleerung, 8 Thermischer Schild, 9 Strömungsverteiler (Siebplatten)

geschlagen. In einem Falle bewegt sich die Brennstofflösung von unten nach oben durch den Kern und erfährt fast keine Vermischung, im anderen Falle schießt sie von oben in den kugelförmigen Behälter und erzeugt durch die starke Verwirbelung eine gleichmäßige Vermischung. Hydrodynamische Vorversuche haben aber gezeigt, daß der dadurch verursachte Druckabfall bei größeren Kesseln untragbar wird. Die konzentrische Rohrführung der Ein- und Austrittsleitung würde den Ausgleich der thermischen Spannungen vereinfachen.

Es werden durch Radiolyse schätzungsweise 68 kg Wasser pro Minute zersetzt, was bei 300 °C und 136 at einer Produktion von 4,5 m³/min wasserdampf-gesättigten Knallgases entspricht, die von einem Gasseparator der oben beschriebenen Bauart abgesaugt werden müssen. Nach Vorversuchen kann die mitgerissene Wassermenge unter 5 Volumprozent gehalten werden.




809.1 Spaltrohrpumpe für Brennstofflösungen. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 182, P/496. — 1 Spaltrohre, 2 Läufer, 3 Ständer, 4 Lager, 5 Axiallager, 6 Thermische Isolation, 7 Dichtung, 8 Laufrad, 9 Flansch

Der geplante Wärmetauscher mit Naturumlauf für die im Reaktorkern frei werdenden 360 MW würde 7800 $^3/_8$″-Rohre aus rostfreiem Stahl von 7,30 m Länge und 1,2 mm Wandstärke erhalten. Diese Rohre sollen an beiden Seiten je in eine 20 cm dicke Platte von 1,52 m Durchmesser eingeschweißt werden, die an beiden Enden des zylindrischen Boilerkessels eingesetzt sind. In diesem Wärmetauscher können 100 m³/min Brennstofflösung von 300 °C auf 250 °C abgekühlt werden, wobei 10000 kg/min Dampf von 224 °C und 25 at erzeugt werden. Ein ähnlicher Wärmetauscher mit 2000 Rohren würde die Th-Oxyd-Suspension von 316 °C auf 245 °C abkühlen und 2270 kg/min Dampf erzeugen.

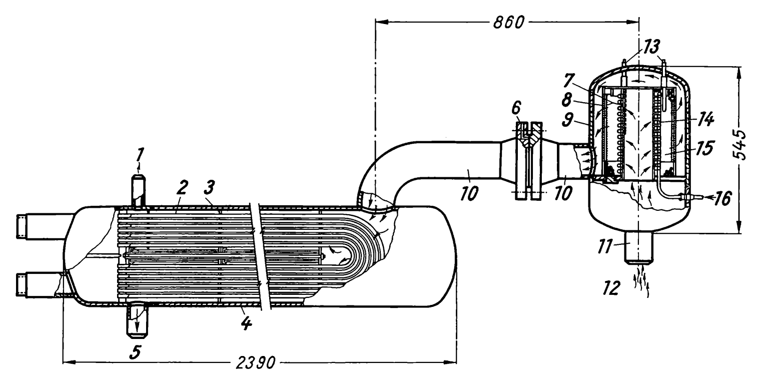
Die Pumpen müssen absolut dicht und leicht demontierbar sein und dürfen auf lange Zeit wenig Wartung nötig haben. Es sollen die bewährten Spaltrohrpumpen eingesetzt werden, bei denen Läufer und Ständer durch ein dichtgeschweißtes dünnwandiges Rohr aus Inconel voneinander getrennt sind, so daß die unter Umständen von der Dichtung durchgelassene Lösung höchstens an den Läufer, aber nicht nach außen gelangen kann (Fig. **809.1**). Normalerweise wird aber in den Läuferraum Kondensat unter höherem Druck hineingepumpt, das durch eine unvollkommene Dichtung in umgekehrter Richtung in die aktive Lösung hineinleckt und diese vom Rotor fernhält. Pumpen dieser Art wurden bereits gebaut für 136 at mit 15 m³/min Förderleistung gegen eine Druckdifferenz von 8 at. Als Material ist rostfreier Stahl brauchbar, nur das Laufrad und einige stark beanspruchte Teile werden aus Titan gefertigt.

Für die Gasrekombination kann entweder ein Brenner unter niedrigem Druck oder ein Katalysator, der auch für hohen Druck ausgelegt werden kann, verwendet werden (Fig. **810.1**). Das Gas muß vorher gekühlt, vom Kondensat befreit und unter die explosionsgefährliche Konzentration mit Wasserdampf verdünnt werden. Als Katalysator soll platiniertes Al-Oxyd Verwendung finden, und zwar in Form von 3 mm dicken Perlen. Die aktiven Gase werden durch Adsorber zurückgehalten.

Das Niederdrucksystem umfaßt Vorratsbehälter, Vorrichtungen zum Auffüllen und Entleeren des Brennstoffs und zur Ablagerung der Spaltprodukte. Die Vorratsbehälter müssen so angeordnet werden, daß sie auf keinen Fall kritisch werden, was man

am einfachsten erreicht, indem man mit dem Durchmesser unterhalb einer bestimmten Grenze bleibt, die etwa 60 cm beträgt. Das System enthält auch eine Vorrichtung zum Destillieren der Brennstofflösung, um diese zu konzentrieren, bevor sie zur Aufbereitung geschickt wird. Das Destillat wird benutzt, um den Brennstoff zu verdünnen, falls die Regelung es erfordert.

Der Reaktor und sämtliche heißen Teile sollen sich in einem 18 m weiten und 36 m tiefen runden Tank befinden, der die durch Lecks austretende Flüssigkeit auffängt und für Reparaturarbeiten an diesen Teilen unter Wasser gesetzt werden kann.



810.1 Gasrekombinator mit Kondensor. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 281, P/498. — 1 Gasaustritt, 2 62 dünnwandige Rohre, 1,26 cm Durchmesser, Wandstärke 1,25 mm in dreieckiger Anordnung, Gesamtlänge 260 m, 3 0,32 cm Platte, 4 Rohrkessel, 30 cm innerer Durchmesser × 0,95 cm Wandstärke, 5 Kondensataustritt, 6 Verbindungsflansch, 7 Gitter aus rostfreiem Stahl, 8 Katalysatorkorb auf einer Länge von 21 cm perforiert, 9 30,5 cm Sch 40, 10 10,2 cm Sch 40, 11 7,62 cm Sch 40, 12 Eintritt des Dampfgemisches, 13 3 Thermische Elemente, 14 Dampfheizung, 15 Katalysatorperlen, 16 Dampfeintritt

Die Reaktorregelung erfordert keine Stäbe und wird allein durch die Einstellung der Urankonzentration erreicht. Der Temperaturkoeffizient des Reaktors beträgt $\Delta k/k\Delta\vartheta = -2 \cdot 10^{-3}\,\text{grad}^{-1}$. Der Kessel ist konstruiert für einen Druck von 270 at. Um diesen zu erreichen, müßte nach Schätzung die Reaktivität um $2\,^0/_0$/s steigen, was nur bei Zusammentreffen mehrerer Fehler möglich wäre.

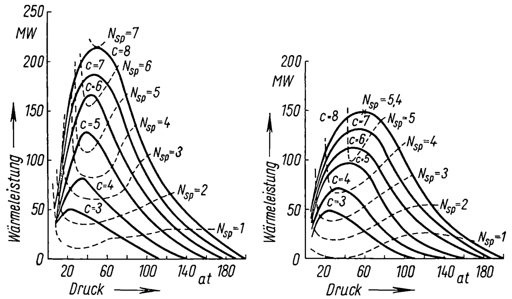
Die Kosten eines solchen 100 MW_{el}-Kraftwerks ohne Brennstoffinvestierung werden auf 20 bis 25 Millionen Dollar geschätzt. Die Wirtschaftlichkeit eines solchen Kraftwerks hängt entscheidend von den Kosten der chemischen Anlage und der Betriebssicherheit des Reaktorsystems ab, worüber erst nach jahrelangem Betrieb etwas Sicheres ausgesagt werden kann.

Ein homogener Reaktor mit Uranoxydsuspension (s. 3.734 1) wird von einer holländischen Gruppe[1]) entwickelt. Die wesentliche Schwierigkeit liegt in der Verhinderung des Absetzens, was durch eine besonders intensive Verwirbelung im Kessel erreicht werden kann.

Homogener Siedewasserreaktor. In der Sowjetunion wurden Vorversuche für einen homogenen Siedewasserreaktor durchgeführt. Vor allem das Verhalten von Uranoxydsuspensionen wurde studiert. Es zeigte sich, daß diese bis zu ziemlich hohen Konzentrationen noch genügend beweglich bleiben. Durch intensives Sieden oder Durch-

[1]) de Bruyn, H., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 116, P/936.

blasen von Dampf kann das Absetzen vermieden werden. Weil der Dampf die Wärme abführt, kann man das Umpumpen der Brennstofflösung sparen. Das Brennstoffvolumen wird sehr viel kleiner, dafür die Leistungsdichte aber auch niedriger als beim Druckwassertyp. Wie aus den Kurven Fig. **811.1** zu ersehen ist, hängt die Leistungsabgabe des Reaktors ab von der Spaltstoffkonzentration, dem Druck und der Zirkulationsgeschwindigkeit. Interessant ist, daß es für jede Konzentration einen Druck gibt, bei dem die Leistung ein Maximum hat, und zwar liegt dieses zwischen 20 bis 60 at. Der Verlauf der Kurven ist qualitativ leicht zu verstehen, wenn man die Betrachtung am Schnittpunkt mit der Abszissenachse beginnt. Für diesen Druck wäre die Leistungsabgabe des Reaktors gerade Null, d. h., er wäre gerade kritisch, wenn kein Dampf entwickelt wird. Die zu dieser Temperatur gehörige Dichte ist also die Dichte, die den Reaktor bei der vorliegenden Brennstoffkonzentration gerade kritisch macht und die unabhängig vom Druck vorhanden sein muß. Die Kurven für konstantes c sind gleichzeitig also auch Kurven konstanter mittlerer Dichte, und das Dampfvolumen im Reaktor kann bei niedrigerem Druck nur in dem Maße zunehmen, wie die Dichte der Lösung bei der entsprechend niedrigeren Siedetemperatur ansteigt. Nun ist aber die pro Volumeinheit des Dampfes abgeführte Leistung ungefähr dem Druck proportional, so daß die bei sehr kleinem Druck abgeführte Leistung trotz des größeren Dampfvolumens wieder abfällt. In dem von Alichanow[1]) skizzierten Vorschlag für ein Kraftwerk soll der Dampf zunächst in einem Reinigungsapparat von dem mitgerissenen Oxyd und den mit Spaltprodukten beladenen Wassertröpfchen befreit werden. Ein Reinigungsfaktor 10^{10} soll erreichbar sein. Dann wird der Dampf in einem Wärmetauscher kondensiert und das Kondensat wieder zum Reaktor zurückgeführt.



811.1 Abhängigkeit der Wärmeleistung eines homogenen Siedewasserreaktors von Druck und Spaltstoffkonzentration bei verschiedenen Umlaufgeschwindigkeiten. — Nach Alichanow, A. J., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 173, P/624

3.733 Schnelle Reaktoren[2])

Die maximal erreichbare Konversionsrate in einem Reaktor ist gegeben durch $\varepsilon \cdot \eta - 1$. Nimmt man an, daß die Absorptions- und Leckverluste sowie die Einbuße bei der Aufarbeitung etwa aus dem Gewinn durch schnelle Spaltung gedeckt werden können und daß $\eta' - 1$ die tatsächlich erreichbare Konversionsrate sei, so kann die dem Reaktor zugeführte Spaltstoffmenge durch Konversion um den Faktor $1/(2 - \eta')$ vergrößert werden. Für $\eta' \geqq 2$ wird dieser Faktor beliebig groß, d. h., der Reaktor könnte seinen Brennstoff für alle Zeit selbst produzieren, wenn ihm nur Brutstoff zugeführt wird. Einen solchen Reaktor nennt man einen Brüter. Für thermische Reaktoren ist das so definierte η' im allgemeinen noch kleiner als 2. Zur Zeit der Genfer Konferenz von 1955 wurden für η bei 2200 m/s Neutronengeschwindigkeit folgende Werte angegeben: $\eta\,(U^{235}) = 2{,}08$, $\eta\,(U^{233}) = 2{,}31$, $\eta\,(Pu^{239}) = 2{,}03$.

---

[1]) Alichanow, A. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 169, P/624.

[2]) Bethe, H. A., Nucleonics **15**, Nr. 4 (1957), 61; — Zinn, W. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 198, P/814. — Okrent, D., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 347, P/609; Nucl. Engng. **2** (1957), 122.

Ein thermischer Brüter dürfte demnach also nur mit U^{233} realisierbar sein. Von Spinrad, Carter und Eggler[1]) wurde geschätzt, daß ein mit dem Pu^{239}-U^{238}-Zyklus arbeitender thermischer Reaktor kein höheres η haben kann als 1,84. Damit könnten durch Konversion nur etwa 5% des U^{238} genutzt werden.

Der Wert von η wird durch die Zahl der pro Spaltung ausgestoßenen Neutronen $\bar{\nu}$ und das Verhältnis von Absorptions- zu Spaltquerschnitt α bestimmt, und zwar ist (s. 1.29)

$$\eta = \frac{\bar{\nu}}{1 + \alpha}.$$

Da der Wert für $\bar{\nu}$ sich nicht sehr mit der Energie der Neutronen ändert, muß man eine Verbesserung des η-Wertes in einer Verringerung des Verhältnisses α suchen. Die Messungen dieses Wertes sind außerordentlich schwierig, aber es ist darüber so viel bekannt, daß α bei Pu und U^{235} oberhalb des thermischen Gebiets rasch ansteigt, dann aber allmählich bei höheren Energien absinkt bis auf 0,06 bei Pu bzw. 0,11 bei U^{235}, während er bei U^{233} fast konstant bleibt und nur bei hohen Energien etwas absinkt.

Die Zahl $\bar{\nu}$ der erzeugten Neutronen pro Spaltung für hohe Energien ist ebenfalls nicht genau bekannt, aber es ist sicher, daß sie nicht kleiner ist als 2,88 bei Pu^{239} und 2,46 bei U^{235}. Damit erhält man die η-Werte für hohe Energien:

$$\eta\,(Pu^{239}) \geqq 2{,}70; \qquad \eta\,(U^{235}) \geqq 2{,}33.$$

Die Tatsache, daß für hohe Neutronenenergien die η-Werte so günstig liegen, hat den Ansporn zur Entwicklung von Schnellen Reaktoren gegeben. Außerdem wird auch der Beitrag durch schnelle Spaltung des U^{238}, der in dem Faktor ε zum Ausdruck kommt, bedeutend vergrößert, so daß die tatsächlich erreichbare Neutronenzahl η' bei Schnellen Reaktoren meistens sogar noch größer ist als η. Man muß dabei versuchen, die Energie der Neutronen so hoch wie möglich zu halten, das bedeutet, im Reaktor alle moderierenden Substanzen zu vermeiden.

Dann hat man bei einem Schnellen Reaktor zumindest theoretisch genügend Neutronenüberschuß, um alle Verluste zu decken und noch einen praktischen Brutgewinn zu erzielen. Um ausgiebigen Gebrauch von U^{238} zu machen, muß es möglich sein, den gebrüteten Spaltstoff Pu^{239} wieder als Brennstoff in den Reaktor einzusetzen.

3.733 1 Experimental-Breeder-Reactor-I[2])

Dieser Reaktor ist seit Dezember 1950 in Arco Idaho in Betrieb und war der erste Brutreaktor überhaupt. Im Jahre 1951 wurde dort auch zum erstenmal Elektrizität aus Kernenergie erzeugt. Durch einen Bedienungsfehler bei einem ungewöhnlichen Experiment, bei dem das Kühlmittel nicht umgepumpt wurde, ist der Reaktorkern am 29. November 1955 zu heiß geworden und teilweise zusammengeschmolzen[3]). Etwa ein halbes Jahr später konnte der Reaktor mit einem neuen Kern wieder in Betrieb genommen werden. Dieser Schnelle Brutreaktor besteht aus drei Hauptteilen: dem Kern, dem inneren und dem äußeren Brutmantel (Fig. **813.1**). Der Reaktorkern wird durch eine Anordnung von 217 zylindrischen Brennstoffstäben gebildet. Diese bestehen aus Uran, das auf 90% angereichert ist. Jeder Brennstoffstab ist aufgebaut aus einem dünnwandigen Stahlrohr von 9,75 mm Innendurchmesser und 3,05 m Länge, das sich nach oben durch die Abschirmung erstreckt und im Reaktorkern zwei Stablängen aus angereichertem Uran von 10,8 cm Länge enthält. Der zum Brutmantel gehörige Teil oberhalb und unterhalb des Kernes wird gebildet durch zusätzliche Stablängen aus natürlichem Uran. Die einzelnen Stäbe haben je zwei Rippen, die sich durch eine

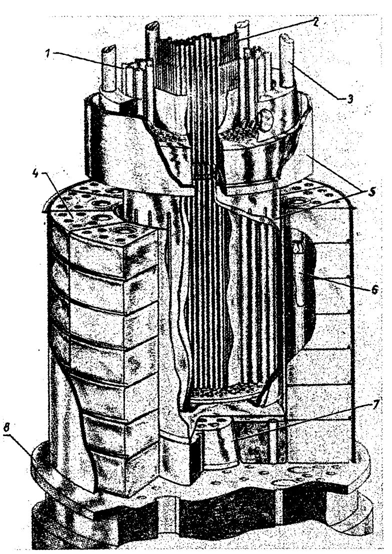
---

[1]) Spinrad, B. I., Genf. Ber. 1955, Bd. 5, S. 125, P/835.
[2]) Nucleonics **13**, Nr. 9 (1955), 44. — Lichtenberger, Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 345, P/813.
[3]) Zinn, W. H., Nucleonics **14**, Nr. 6 (1956), 35; **15**, Nr. 1 (1957), 84.

Drehung um 30° nach dem Einsetzen gegenseitig abstützen. Über dem NaK-Spiegel befindet sich eine Argon-Atmosphäre.

Der innere Brutmantel enthält Zylinder aus natürlichem Uran von 2,38 cm Durchmesser und 51,5 cm Länge, von denen ebenfalls je drei in 0,5 mm dicke Stahlrohre eingeschoben werden.

Das flüssige NaK tritt an der oberen Abschirmung über dem inneren Brutmantel ein, fließt durch diesen zwischen den Stäben hindurch abwärts in eine Kammer am Boden des Reaktors und von dort wieder aufwärts durch den Kern. Zwischen Kern und innerem Brutmantel befindet sich eine Trennwand, welche die Form eines sechseckigen Rohres hat und die Kühlmittelströmung in beiden Räumen voneinander trennt. Diese ganze Anordnung sitzt in einem doppelwandigen Topf von 40,3 cm Innendurchmesser und 71,1 cm Höhe. Die innere Wand aus Stahl ist 8 mm stark und die äußere aus Inconel 1,6 mm. Oberhalb dieses Teils, wo der Topf einen Deckel zur Abschirmung aufnimmt, erweitert er sich und bildet eine Schulter, an der das gesamte Gewicht in einer dicken Stahlplatte aufgehängt ist.



813.1 Aufbau des EBR. — Nach Genf. Ber. Bd. 3, 1955, S. 346, P/813. — 1 Innere Brutstoffstäbe, 2 Brennelemente, 3 Führungsstäbe, 4 Äußerer Brutmantel, 5 Reaktorkessel, 6 Regelstab 7 Sicherheitsblock, 8 Abschirmung

Der äußere Brutmantel ist aufgebaut aus sieben Schichten mit je zwölf sektorförmigen Quadern aus Natururan, die mit 0,5 mm rostfreiem Stahlblech überzogen sind und je etwa 45 kg wiegen. Die einzelnen Quader werden zusammengehalten durch ein außen herumgelegtes Al-Blech und bilden einen ringförmigen Zylinder, der auf einer Hebebühne ruht und hydraulisch hochgefahren werden kann, so daß er den Reaktorkern umgibt. In jedem der zwölf Sektoren befindet sich ein Sicherheits- oder ein Regelstab von 5,1 cm Durchmesser aus Natururan in einer senkrechten Bohrung, und fünf weitere Bohrungen mit kleinerem Durchmesser sind zur Luftkühlung vorgesehen.

Die Reaktivität kann außer durch den beweglichen Brutmantel und die Uranstäbe noch durch eine bewegliche Bodenplatte aus Uran geregelt werden, die im Gefahrenfall nach unten herausgestoßen werden kann. Die Reaktivitätswerte der einzelnen Regelstäbe sind in der nachfolgenden Tabelle angegeben:

	$\Delta k/k$ %
Jeder der 12 Stäbe	0,025
Bodenplatte	0,07
10,8 cm Verschiebung des äußeren Brutmantels	0,89
vollständige Entfernung des äußeren Brutmantels	8,2

Der Temperatureffekt zwischen 38 °C und 200 °C beträgt $\Delta k/k\Delta\vartheta$ — $3{,}5 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}. Der Reaktor wird mit 48,2 kg U^{235} kritisch, ist aber tatsächlich mit 52,0 kg beladen. Experimentell wurde gefunden, daß durch das Kühlmittel die Reaktivität erhöht wird, und zwar um einen Betrag, der 2 kg U^{235} äquivalent ist. Die Betriebsdaten sind in Tab. **814.1** zusammengestellt.

Die Wärme wird über einen sekundären NaK-Kreislauf einem Boiler zugeführt. Es wurden genaue Messungen des Alpha-Wertes und der Konversionsrate an verschiedenen Stellen des Reaktors durchgeführt, die zeigen, daß der mittlere Konversionsfaktor 1,01 ± 0,05 beträgt. In einem größeren Reaktor sollte 1,3 erreichbar sein.

814.1 Betriebsdaten des EBR-I. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 333, P/501.

1. Reaktorkern und Brutmantel	
Eintrittstemperatur des NaK	228 °C
Austrittstemperatur des NaK	316 °C
Kühlmitteldurchsatz	1,105 m³/min
Gesamte Wärmeleistung	1158 kW
Leistung des Reaktorkerns	960 kW
Leistung des inneren Brutmantels	196 kW
2. Reaktorkern	
Gesamte Oberfläche der Brennstoffstäbe	1,46 m²
Durchschnittliche Wärmestromdichte	15,7 cal/s cm²
Temperatur in der Mitte der Brennstoffstäbe, im Zentrum	357 °C
Temperaturunterschied zwischen der Stabmitte und dem umgebenden NaK	77 °C
Mittlere Leistungsdichte	18,1 kW/kg
Querschnitt der Kühlkanäle	9,365 10^{-3} m²
Kühlmittelgeschwindigkeit	1,98 m/s
3. Innerer Brutmantel	
Gesamte Oberfläche der Stäbe	5,22 m²
Mittlere Wärmestromdichte	0,89 cal/s cm²
Querschnitt der Kühlkanäle	0,034 m²
Kühlgeschwindigkeit	0,540 m/s
4. Äußerer Brutmantel	
Lufteintrittstemperatur	3 °C
Luftaustrittstemperatur	91 °C
Luftdurchsatz	164,2 m³/min
Leistung des äußeren Brutmantels	213 kW

3.733 2 Experimental-Breeder-Reactor-II[1])

Der EBR II ist ein Schneller Reaktor mittlerer Größe und wird voraussichtlich noch 1958 in Betrieb gehen. Dieser Reaktor, der eine sehr elegante konstruktive Lösung darstellt, befindet sich ganz in einem Na-gefüllten Kessel. Der Reaktor ist eingeteilt in vier Zonen: Reaktorkern, zentraler, innerer und äußerer Brutmantel (Fig. **815.**1). Jede Zone wird durch eine Anzahl sechseckiger Brennstoffeinheiten mit gleichen äußeren Abmessungen gebildet, die sich wie folgt auf die einzelnen Ring-Zonen verteilen:

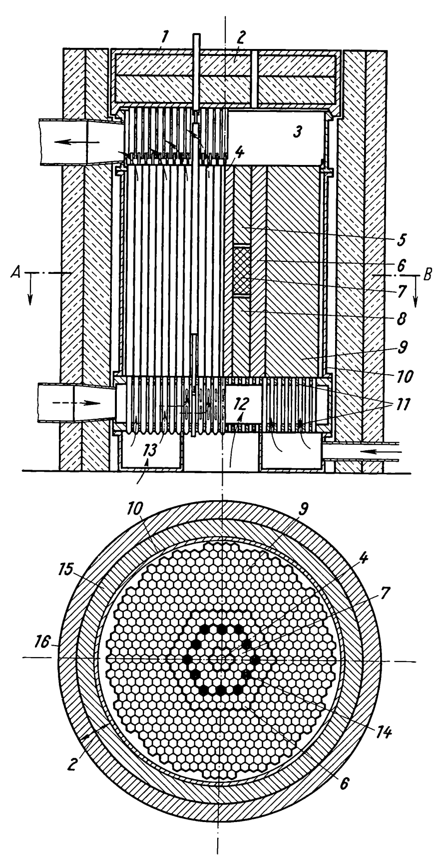
Zentraler Brutmantel	7 Einheiten
Reaktorkern	42 Einheiten
innerer Brutmantel	66 Einheiten
äußerer Brutmantel	510 Einheiten
Kontrolleinheiten	12 Einheiten
Gesamtzahl	637 Einheiten

Durch den inneren Brutmantel wird vor allen Dingen neben der Möglichkeit, wenn nötig den Kern vergrößern zu können, eine sehr günstige Verflachung der Neutronenflußdichte erreicht. Die Einteilung des ringförmigen Brutmantels in zwei Zonen wird

1) Barnes, A. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 330, P/501.

durch die verschiedene Leistungsdichte bedingt, die im äußeren Teil weniger Kühlmittel erfordert und einen größeren Volumanteil für Uran zuläßt. Im zentralen und inneren Brutmantel wird die Leistungsdichte etwa gleich sein, und deshalb soll der Aufbau der Elemente für beide Zonen identisch werden. Im Kern soll die mittlere Leistungsdichte etwa 1000 kW/l betragen. Die Zusammensetzung der einzelnen Zonen in Volumprozent ist in Tab. **816.**1 angegeben. Als Brennstoff ist auch Pu vorgesehen.

Die für die Reaktorkernzone vorgesehenen Elementeinheiten bestehen aus drei verschiedenen Abschnitten, wovon der mittlere den Brennstoff enthält, während der obere und untere zum Brutmantel gehören sollen. Im mittleren Abschnitt sind 91 Stäbe in einer regelmäßigen Dreiecksanordnung enthalten, die oben und unten an einem tragenden Gitter befestigt werden. Jeder dieser Brennstoffstäbe wird aufgebaut aus einzelnen zylindrischen Stäbchen, die aus U-Legierung bestehen und in ein dünnwandiges rostfreies Stahlrohr passen sollen, das als Schutzhülse dient. Die einzelnen Stäbe sollen mit einer etwa 3 mm dicken Spirale umwickelt werden, um sie auf gegenseitigem Abstand zu halten und den erforderlichen Zwischenraum für das durchströmende Kühlmittel zu schaffen. Der obere und untere Abschnitt sollen identisch sein und nur 19 dickere Stäbe in größerem Abstand enthalten. Im zentralen und inneren Brutmantel sollen die Einheiten aus drei Abschnitten mit gleichem Aufbau bestehen und ebenfalls 19 Stäbe mit noch etwas größerem Durchmesser enthalten. Die Einheiten des äußeren Brutmantels sind nicht mit Stäben, sondern mit je sechs dreieckigen Prismen ausgefüllt und werden zur Kühlung von sieben Stahlrohren durchzogen. Die Regelstäbe sollen in den äußeren Abmessungen gleich und ebenso aufgebaut sein wie die Kernelemente, nur ist der untere Abschnitt kürzer, und dafür befindet sich über dem Kernabschnitt ein Leerraum. Diese Einheiten können auf und ab bewegt werden, wodurch die brennstoffgeladene Zone im Reaktorkern durch den Leerraum ersetzt wird und die Reaktivität herabsetzt.

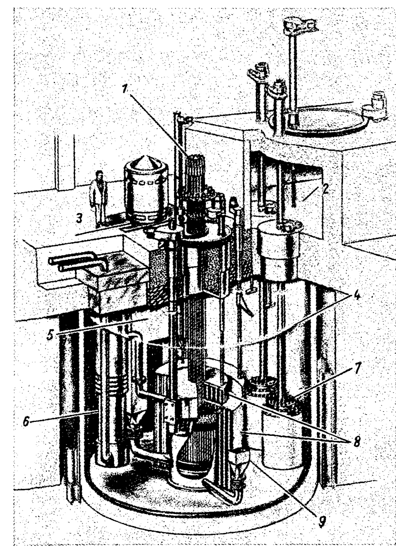


815.1 Vertikal- und Querschnitt des EBR-II. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 333, P/501. — 1 Reaktortankdeckel, 2 Neutronenabschirmung, 3 Obere Sammelkammer, 4 Zentraler Brutmantel, 5 Oberer Brutmantel, 6 Innerer Brutmantel, 7 Reaktorkern, 8 Unterer Brutmantel, 9 Äußerer Brutmantel, 10 Reaktortank, 11 Tragplatte, 12 Innere Kühlmantelvorkammer, 13 Äußere Kühlmantelvorkammer, 14 Regelstab, 15 Moderator, 16 Moderator-Absorbergemisch

Alle diese Einheiten befinden sich in einem Kessel, zu dem man nach Entfernung eines beweglichen Deckels Zugang hat, und werden zwischen einer besonders ausgebildeten

816.1 Stoffliche Zusammensetzung der einzelnen Zonen des EBR-II. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 332, P/501

Art der Zone	Teil der Zone	Legierungen Vol %	Uran Vol %	rostfreier Stahl Vol %	Natrium Vol %
Reaktorkern	oberer Brutmantel	0	30	15	55
	Reaktorkern	30	0	15	55
	unterer Brutmantel	0	30	15	55
innerster Brutmantel	im ganzen	0	55	15	30
innerer Brutmantel	im ganzen	0	55	15	30
äußerer Brutmantel	im ganzen	0	80	10	10
Regelelemente	Reaktorkernausschnitt	20	0	20	60



816.1 Anordnung des Primärsystems des EBR-II. — Nach Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 332, P/501. — 1 Regelantrieb, 2 Brennstoffverarbeitungskammern, 3 Einpolgenerator, 4 Na-Spiegel, 5 Elektromagn. Pumpe, 6 Wärmetauscher, 7 Brennstoffspeicher, 8 Neutronenabschirmung, 9 Brutmantelkühlmittelpumpe

Bodenplatte und diesem Deckel gehalten. Die Bodenplatte ist doppelt und bildet gleichzeitig eine Kammer, von der aus das Kühlmittel sich in die Elemente einer inneren Zone, die den zentralen Brutmantel, den Kern und die erste Reihe des inneren Brutmantels umfaßt, verteilen kann. Die restliche äußere Zone wird durch eine zweite, darunter liegende ringförmige Kammer versorgt. Dieser Kreislauf hat eine eigene Pumpe, da das Druckgefälle nur 0,7 at beträgt, im Gegensatz zu 5,3 at im Hauptkreislauf.

Bei einer Aufwärmspanne von 72 °C müssen etwa 700 l Kühlmittel pro Sekunde umgewälzt werden. Der eigentliche Reaktorkessel soll zur Abschirmung von einer Moderatorschicht und einer weiteren Schicht aus Moderator-Absorbergemisch umgeben werden. Das Material wird mit rostfreiem Stahl überzogen, und Na kann zur Kühlung zwischendurch strömen.

Dieses ganze System sowie der Wärmetauscher und zwei Speicherbehälter für Elemente sollen in einen mit Na gekühlten Kessel eingebaut werden. (Fig. **816.1**). Dieser wird oben abgeschlossen durch einen drehbaren Deckel mit exzentrischem Einsatz, von dem aus der gesamte Wechselmechanismus betätigt wird. Die elektromagnetische Pumpe soll in der Gasatmosphäre über dem Na-Spiegel hängen und durch einen unmittelbar darüber aufgebauten Homopolar-Generator gespeist werden. Die Stromstärke beträgt 250000 A. Das Na wird aus dem Tank angesaugt und dann von unten nach oben durch den Reaktor und anschließend in umgekehrter Richtung durch den Wärmetauscher gepumpt, von dem es wieder in den Tank zurückströmt. Die dichtgepackte Anordnung des Primärkreislaufs ganz unter Na hat mehrere Vorteile:

1. Das große Na-Volumen trägt bei zur Zuverlässigkeit und Reinheit des Kühlsystems. Das System ist ideal geeignet für Kühlung durch natürliche Konvektion, und ein Verlust des Kühlmittels ist praktisch unmöglich.
2. Das große Na-Volumen verleiht dem System eine thermische Trägheit, durch die schnelle Laständerungen abgefangen werden. Außerdem gewinnt man auch für den Fall, daß das sekundäre Kühlsystem ausfällt, genügend Zeit, um eine Notkühlung in Gang zu setzen.
3. Die Elemente können beim Entladen unter Na bleiben, so daß das Wechseln der Elemente schon unmittelbar nach dem Abschalten beginnen kann.
4. Das gesamte radioaktive Na bleibt in einem einzigen Kessel, der keine Öffnung unterhalb des Na-Spiegels hat.
5. Eine geringe Undichtigkeit im primären Rohrsystem spielt keine Rolle. Es sind keine abgedichteten Flanschverbindungen nötig, sondern die Rohrverbindungen zum Wärmetauscher und zur Pumpe sind nur durch Paßsitze zusammengefügt.
6. Nur der Hauptkessel erfordert eine Abschirmung, und das Na selbst trägt zur Verminderung der Gamma-Strahlung bei. Es gibt keine heißen Vorrichtungen oder Röhren außerhalb des Kessels.
7. Die Aufheizung des Primärsystems ist denkbar einfach, da nur der Hauptkessel geheizt zu werden braucht und das ganze Volumen sich dann auf gleicher Temperatur befindet.

Die Wärme wird in dem im Na-Kessel eingebauten Wärmetauscher an einen sekundären Na-Kreislauf abgegeben, der sie einem Boiler zuführt, der 290000 kg/h Dampf erzeugt mit einem Druck von 90 at und einer Temperatur von 455 °C.

Eine wirtschaftliche Betrachtung zeigt, daß der kWh-Preis bei einem großen Kraftwerk dieser Art sich im wesentlichen zusammensetzt aus den Kapitalkosten und den Kosten für die chemische Aufbereitung. Es wird deshalb von entscheidender Bedeutung sein, daß die Leistungsdichte hoch und die Aufbereitung billig ist. Falls der Brutgewinn groß genug ist — 0,5 könnte bei einem großen Reaktor erreicht werden —, kommt es auf den Brennstoffpreis nicht mehr an, im Gegenteil, der kWh-Preis wird unter Umständen sogar um so niedriger, je höher der Pu-Preis ist.

3.733 3 Fast Breeder der Atomic Power Development Association[1])

Dieser Schnelle Reaktor wird von einer Gruppe privater Firmen in der Nähe von Detroit USA geplant und stellt den ersten Versuch dar, die bisherigen Erfahrungen auf einen Schnellen Reaktor von wirtschaftlicher Größe anzuwenden. Er soll bei 300 MW Wärme 100 MW_{el} liefern. Trotz dieser großen Leistung mißt der Reaktorkern nicht mehr als etwa 1 m im Durchmesser und in der Höhe. Die Konstruktion ist eng angelehnt an die Bauweise des EBR-II und wurde seit der Genfer Veröffentlichung noch in vielen Einzelheiten abgeändert. Auch hier befindet sich der ganze Reaktor unter Na, aber der Primärkreislauf wird durch Leitungen außerhalb des Na-Tanks geführt. Der Reaktorkern besteht aus einer Anordnung von dünnen Uranstäben, die etwa auf 21% angereichert sind. Es wird eine Uran-Legierung mit etwa 10% Mo verwandt. Die Brutmanteleinheiten sollen aus dickeren Stäben aufgebaut werden, die ebenso wie im Kern durch herumgewickelte Spiralen auf Abstand gehalten werden. Abweichend von anderen Schnellen Reaktoren werden die Regelung und Abschaltung durch Vergiftung

1) Amorsi, A., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 134, P/491; Nucleonics **12**, Nr. 2 (1954), 13; Nucl. Engng. **2** (1957), 112.

mit borhaltigen Stäben bewerkstelligt. Diese Methode wurde der Bewegung von Brennstoff bzw. Reflektorteilen vorgezogen, weil dabei weniger Kühlprobleme auftreten und pro bewegte Volumeinheit mehr Reaktivitätsänderung bewirkt werden kann.

Das Na, das am Boden durch zwei getrennte Kammern zugeführt wird, fließt aufwärts zwischen den Stäben hindurch und tritt oberhalb des Reaktors an einem erweiterten Teil des Kessels wieder aus. Bei aufwärts gerichteter Strömung kann die Nachkühlung durch natürlichen Umlauf erfolgen. Die Erweiterung des Kessels ermöglicht es, den Brennstoffwechselmechanismus unterzubringen, der ähnlich funktioniert wie der beim EBR-II, nur können die Elemente, nachdem sie eine Zeitlang in einer Speichertrommel unter Na zum Abkühlen untergebracht waren, auch während des Betriebs aus dem Kessel in einen mit Na gefüllten Kanal herausgeschleust werden. Der Deckelblock ist um eine Achse rotierbar, die nicht mit der des Reaktors konzentrisch ist. Er enthält zwei exzentrische Einsätze, von denen einer, der im Normalzustand senkrecht über dem Reaktor steht, die Regelstäbe und die Deckplatte trägt, welche die Elemente gegen den Strömungsdruck niederhält. Der zweite Einsatz ist um seine eigene Achse ebenfalls rotierbar und trägt einen Hebemechanismus zum Herausziehen und Wechseln der Brennelemente. Nachdem die Regelstäbe im Reaktorkern abgesetzt sind, wird die Deckplatte angehoben, und durch eine halbe Drehung des Deckelblocks wird der obere Teil des Reaktors frei, während die Hebemaschine über den Reaktorkern zu stehen kommt. Die gesamte Konstruktion ist sehr flexibel. Vor allem sind sämtliche Mechanismen demontierbar.

Es ist bemerkenswert, daß der Primärkreislauf kein Absperrventil enthält. Die Wärme wird an einen sekundären NaK-Kreislauf übertragen, der sie einem Dampferzeuger zuführt. Der Wärmetauscher ist so gebaut, daß alle Oberflächen der aktiven Seite als freie Oberflächen zugänglich werden, nachdem der Röhreneinsatz aus dem äußeren Kessel herausgehoben ist.

Wegen der großen potentiellen Gefahr, die ein Schneller Reaktor birgt, muß auf die Frage der Sicherheit besonderer Nachdruck gelegt werden. Ein positiver Temperaturkoeffizient muß auf jeden Fall ausgeschlossen sein. Die Ausgänge der Na-Leitungen liegen alle so hoch, daß selbst bei einem Bruch der Leitungen das Na aus dem Reaktortank nicht auslaufen kann, so daß auf alle Fälle für eine Kühlung auf einige Zeit gesorgt ist. Selbst wenn das Na auslaufen oder verdampfen würde, so würde die Reaktivität erniedrigt und nicht erhöht. Die Anwesenheit des Na erhöht die Reaktivität dadurch, daß es durch unelastische Streuung das Neutronenspektrum zu niedrigeren Energien hin verschiebt, wo die Wirkungsquerschnitte größer und deshalb die Ausflußverluste kleiner sind. Die einzelnen Elementeinheiten sind so bemessen, daß eine einzige Einheit weniger zur Reaktivität beiträgt als die verzögerten Neutronen. Also auch, wenn ein Element versehentlich in den Reaktor hineinfallen würde, wenn dieser bereits kritisch ist, könnte er nicht prompt kritisch werden. Die maximale Geschwindigkeit, mit der Reaktivität zugefügt werden kann, beträgt $7 \cdot 10^{-5}\ s^{-1}$. Mit einer entsprechend geringen Geschwindigkeit werden auch neue Elemente eingeschoben. Es wurde darauf hingewiesen, daß der Reaktor eventuell einen positiven Temperaturkoeffizienten bekommen könnte, wenn die Stäbe sich durch einseitige Erwärmung zur Mitte hin verbiegen würden. Ob das tatsächlich zutrifft, ist noch nicht sicher zu sagen, wird aber von der Sicherheitskommission der AEC sehr ernst geprüft.

3.733 4 Fast Power Reactor

Während bei den bisher beschriebenen Schnellen Reaktoren ziemlich hoch angereicherte Brennstoffe verwandt wurden, um die Größe in mäßigen Grenzen zu halten, würde man für große Brutreaktoren versuchen, möglichst mit U^{238} verdünnten Brennstoff zur An-

wendung zu bringen. In dem von Zinn[1]) auf der Genfer Konferenz beschriebenen Reaktor dieser Art wurde außerdem noch die Verwendung von Pu als Brennstoff ins Auge gefaßt. Für die Zusammensetzung des Reaktorkerns wurde vorgeschlagen:

819.1

Material	im Kern		im Brutmantel	
	Volumen %	Absorption je Spaltung	Volumen %	Absorption je Spaltung
Brennstofflegierung	32		70	
rostfreier Stahl	14	0,091	10	0,0234
Na	54	0,005	20	0,0006
Gesamte Absorptionsverluste		0,120		0,024

Bei einem genügend dicken Brutmantel können die Leckverluste auf etwa 3% herabgesetzt werden. Es ist besonders schwierig, das Ausströmen der Neutronen entlang der verhältnismäßig weiten Na-Kanäle zu vermeiden, da Na nur eine geringe Dichte und einen ziemlich kleinen Streuquerschnitt besitzt.

Die schnelle Spaltung von U^{238} steuert wegen dessen hoher Konzentration einen nennenswerten Bonus an Neutronen bei, der in dieser Anordnung für Pu auf 0,3 und für U^{235} auf 0,24 geschätzt wird. Dadurch ist es möglich, trotz des η-Wertes von 2,42 für Pu einen Brutfaktor 1,7 zu erreichen, wobei allerdings in Formel (2) $\bar{\nu}' = \bar{\nu}$ gesetzt wurde in Ermangelung eines genaueren Wertes.

Der Brutfaktor G ist gegeben durch (s. 3.2543)

$$\mathsf{G} = \frac{1}{1+\alpha}\left[\bar{\nu} - 1 - \alpha - \mathcal{V} - \mathcal{L} + \mathcal{F}(\bar{\nu}' - 1)\right]. \qquad (2)$$

$\mathcal{V}$ Zahl der durch Absorption verlorenen Neutronen je gespaltenes Pu-Atom, L Zahl der ausströmenden Neutronen je Pu-Spaltung, F Zahl der U^{238}-Spaltungen je Pu-Spaltung.

Die entsprechenden Werte für die vorgeschlagene Anordnung sind in Tab. **819.2** für Pu^{239} und U^{235} als Brennstoff angegeben.

Eine mittlere Leistungsdichte von 1000 kW/l erscheint erreichbar. Das entspricht 3170 kW/l auf das Brennstoffvolumen bezogen bzw. 1670 kW/kg Pu. Man darf ferner hoffen, daß man etwa 2% der Brennstoffatome abbrennen kann — die entsprechende Einsatzzeit wäre 110 Tage —, bevor Strahlungszerstörung einsetzt. Mit einem mittleren Absorptionsquerschnitt von 0,2 barn je Spaltproduktatom ergibt sich daraus nur eine Erniedrigung des Brutfaktors um 0,018.

819.2

	Pu^{239}-Brennstoff	U^{235}-Brennstoff
ν	2,88	2,46
α	0,19	0,23
$\mathcal{V}$	0,12	0,12
$\mathcal{L}$	0,086	0,074
$\mathcal{F}$	0,3	0,24
$\bar{\nu}'$	2,88	2,88
G	1,7	1,2

Nimmt man ferner bei jeder chemischen Aufarbeitung einen Verlust von 0,5% des Brennstoffs an, so geht bei den fünf Zyklen, die notwendig sind, bevor das gesamte Pu verbrannt ist, 0,125 des Pu verloren, was eine Erniedrigung des effektiven Brutfaktors um 0,105 bewirkt. Der effektive Brutfaktor nach Abzug aller Verluste würde dann immer noch 1,58 betragen. Daraus errechnet sich eine Verdoppelungszeit von 5,6 Jahren, also trotzdem noch ein verhältnismäßig langer Zeitraum, worauf oben schon hingewiesen wurde.

[1]) Zinn, W. H., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 198, P/814.

3.733 5 Dounreay Fast Reactor[1])

Über den Aufbau des Reaktorkernes dieses Reaktors ist nicht allzuviel bekannt. Er soll etwas mehr als 60 cm Durchmesser und Höhe haben. Die Anordnung befindet sich in einem Topf, durch den soviel Kühlmittel gepumpt werden kann, daß 60 MW abgeführt werden können. Der Topf ist oben durch einen rotierbaren Deckel mit exzentrischem Einsatz abgeschlossen, beide durch eine aufschmelzbare Lötung gedichtet. Als Kühlmittel ist Na, eventuell mit etwas K-Zusatz, vorgesehen. Auch hier ist besonderer Nachdruck auf die Sicherheit der Kühlung gelegt, da bei der hohen Leistungsdichte sofort eine Überhitzung auftreten würde, sobald die Kühlung unzureichend wäre. Während eine zuverlässige Kühlung bei den amerikanischen Konstruktionen hauptsächlich durch ein sehr großes Na-Volumen, verbunden mit der Möglichkeit des Naturumlaufs, erreicht wurde, wird hier ein Ausfall der gesamten Kühlung so gut wie unmöglich gemacht durch Aufteilung des Primärkreislaufs in 24 parallele Kreisläufe (20 für den Kern und 4 für den Brutmantel). Die Pumpen von je zweien werden durch ein eigenes Dieselaggregat angetrieben. Durch Ausfall eines Aggregats geht nur ein Zehntel der Pumpleistung verloren.

Der Reaktorkessel ist umgeben von einem 1,22 m dicken Graphitmantel, dessen äußerste Schichten Bor enthalten zur Absorption der Neutronen. In diesem Teil sind Neutronen-Meßkammern untergebracht, die vor allem bei ganz geringer Leistung die Spaltungsrate zu überwachen gestatten. Um immer einen meßbaren Neutronenfluß zu haben, enthält der Reaktor noch eine Neutronenquelle. Die Absorption der Neutronen im borversetzten Graphit statt in einer Stahlabschirmung hat den Vorteil, daß weniger langlebige Aktivität erzeugt wird und eine eventuell nötige Demontage weniger Probleme aufwirft.

Der Reaktor wird von einem ringförmigen Raum umgeben, der die 24 Wärmetauscher des Primärkreislaufs aufnehmen soll. Jeder einzelne besteht aus einem spulenförmig aufgewickelten Doppelrohr, in dem das primäre Na durch das innere Rohr fließt und die Wärme an das in entgegengesetzter Richtung strömende sekundäre NaK im äußeren Rohr abgibt. Am oberen Ende befinden sich je eine elektromagnetische Pumpe und ein kleiner Wärmetauscher zur Notkühlung, der auf der Sekundärseite mit Naturumlauf und Luftkühlung betrieben wird für den Fall, daß die elektrische Versorgung vollkommen ausfällt.

Der Reaktor und die Wärmetauscher sind zur Abschirmung in einer großen Betonschüssel von 30 m Durchmesser, 15 m Höhe und 1,60 m Wandstärke eingebaut, die auf einem Ring von Säulen ruht. Diese sind innerhalb der Schüssel nach oben fortgesetzt und tragen auch die Deckplatte, an der die Wärmetauscher hängend befestigt sind. Der Zugang zum Innenraum ist gewährleistet durch ein zentrales Loch in der Deckplatte von 6,10 m Durchmesser. Die ganze Schüssel befindet sich in der unteren Hälfte einer Stahlkugel[2]) von 41 m Durchmesser, die bei einem Unfall die weitere Ausbreitung der gefährlichen Radioaktivität verhindern soll. Dabei ist nicht an den Fall einer Kernexplosion gedacht, die sich ereignen könnte, wenn der Reaktor prompt kritisch würde. Das muß durch ein zuverlässiges Sicherheitssystem unmöglich gemacht werden, und es würde sich schwerlich ein Kessel bauen lassen, der in einem solchen Falle noch halten würde. Dagegen muß man mit irgendwelchen anderen Versagern rechnen, durch die möglicherweise ein Teil der etwa 100 Mc, die im Reaktor angehäuft werden, aus dem Reaktor entweichen könnten. Einer der gefährlichsten Unfälle dieser Art wäre ein Na-Brand. Um das Risiko herabzusetzen, darf ins Innere der Kugel keine nennenswerte Wassermenge gelangen. Die Luft im Inneren der Kugel enthält etwa 13 t Sauerstoff, der mit Na reagieren kann, allerdings nur, wenn es in der Dampfphase vorliegt. Die Verdampfungswärme ist aber so hoch, daß die Hälfte der Verbrennungs-

[1]) Kendall, I. W., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 193, P/405; Nucl. Engng. **1** (1956), 34.
[2]) McLean, I., Nucl. Engng. **1** (1956), 56.

wärme zum Verdampfen verbraucht wird. Deshalb verbrennt Na relativ langsam an Luft, wenn es nicht sogar von selbst erlischt. Ein Brand wird also nur so rasch fortschreiten, wie Na durch eine andere Wärmequelle verdampft wird, z. B. durch die Nachwärme des Reaktors. Nimmt man an, daß alle Verbrennungswärme an die Luft abgegeben wird, die sie ihrerseits durch Konvektion an die Wand der Stahlkugel abführt, so würde man nach 15 Minuten die maximale Temperatur von 340 °C und einen Überdruck von 0,15 at erreichen. Tatsächlich ist die Kugel für einen Überdruck von 0,3 at konstruiert. Die Kugel kann in einem solchen Falle zur Kühlung von außen mit Wasser bespült werden. Nach der Abkühlung würde sich ein Unterdruck einstellen, der aber selbst nach Verbrennung des gesamten Luft-Sauerstoffs im Kugelinnern nur 0,2 at betragen würde und von der Kugel ebenfalls gehalten werden kann.

3.734 Inkonventionelle Typen

Im Laufe der letzten Jahre wurde eine Reihe von interessanten Reaktorkonstruktionen vorgeschlagen und diskutiert, die entweder in der technischen Ausführung ganz neue Wege beschreiten oder sogar noch einen Schritt weiter gehen und bei der Energiegewinnung den Umweg über Zwischenformen der Energie zu vermeiden suchen. Ein Teil davon stellt vielleicht nur eine theoretische Möglichkeit dar, die nie zu einer praktischen Ausführung kommt, andere aber werden bereits mit Ernst studiert und die dabei auftretenden Probleme experimentell untersucht.

Unter den letzteren sind besonders die Versuche zu nennen, flüssigen oder fluidisierten Brennstoff zu verwenden. In Ermangelung einer geeigneten flüssigen Uranverbindung wurden vor allem Suspensionen von UO_2 in Flüssigkeiten und Gasen untersucht.

3.734 1 Der trockene Oxyd-Suspensions-Reaktor

Von einer holländischen Gruppe der KEMA[1]) wurde die Verwendung einer trockenen UO_2-Suspension als Brennstoff vorgeschlagen und drei mögliche Anordnungen diskutiert.

Die einfachste Anordnung würde ein homogener Reaktor darstellen, bei dem der Kessel mit Körnern von 200 bis 250 μ Durchmesser aus UO_2 und BeO mit einem Atomverhältnis Be/U = 120 gefüllt ist. Der zylindrische Kessel soll von einem BeO-Reflektor von 70 cm Dicke umgeben sein. Die Brennstoffkörner bewegen sich nach unten durch den Reaktor und werden pneumatisch zum Wärmetauscher transportiert, wo das ganze Bett durch Einblasen von He fluidisiert wird. Man erreicht auf diese Weise auch einen sehr hohen Wärmeübergangskoeffizienten. Die Temperatur der Körner im Reaktor soll ansteigen bis auf 1200 °C und im Wärmetauscher noch 700 °C betragen. Für einen 300 MW-Reaktor würden die Höhe und der Durchmesser 1,85 m sein müssen bei einem Anreicherungsgrad von ungefähr 6 % U^{235}. Während der Reaktor selbst nur 10,2 t BeO und 0,9 t UO_2 faßt, würden sich im Wärmetauscher 31,5 t BeO und 2,9 t UO_2 und bei Verwendung eines Überhitzers sogar 50,8 t BeO und 4,7 t UO_2 befinden. Der größte Teil des kostbaren Materials würde sich also im Kreislauf außerhalb des Reaktors befinden.

Der große Bedarf an Be- und U-Oxyd würde nicht nötig sein, wenn man in einer sog. quasiheterogenen Anordnung den Wärmetauscher in den Reaktor hineinbauen könnte, und man brauchte das Bett dann auch nicht mehr zu bewegen. Für diesen Fall werden Körner von 3 mm Durchmesser (Atomverhältnis Be/U = 80) vorgeschlagen, die zwischen die im Abstand von $2^1/_2''$ angeordneten Boilerrohre von $1^1/_2''$ Durchmesser eingefüllt werden sollen. Zwischen den Körnern strömt He hindurch zur Verbesserung des Wärmeübergangs und um das vergiftende Xe auszuspülen. Unter ähnlichen Tem-

[1]) de Bruyn, H., Genf. Ber. 1955, Bd. 3, S. 121, P/938.

peraturbedingungen wie oben würden der Durchmesser und die Höhe 2,50 m betragen müssen. Wenn Stahlrohre benutzt würden, müßte die Anreicherung sehr hoch sein. Deshalb wurde an Graphitrohre gedacht, wobei eine Anreicherung auf 4 % ausreichend erschien. Der Brennstoffbedarf beliefe sich auf 1,5 t UO_2 und 11,5 t BeO. Ein Druck von etwa 50 at müßte durch einen äußeren Kessel gewährleistet werden.

Um auch mit Natururan arbeiten zu können, wurde noch eine dritte Version vorgeschlagen, bei der D_2O als Moderator verwendet werden soll, mit heterogener Anordnung von 250 Graphitrohren in einem Kessel von 2,50 m Höhe und 3,40 m Durchmesser. Bei einer Wandstärke von 5 mm soll der Innendurchmesser der Rohre 8 cm betragen. Die Körner von 250 μ Durchmesser bewegen sich in diesen Rohren abwärts, wobei die Geschwindigkeit durch einen vibrierenden Konus spezieller Bauweise am unteren Ende geregelt werden kann. Das Pulver wird ebenso wie beim ersten Vorschlag fluidisiert und pneumatisch durch den Wärmetauscher getrieben. Während der Reaktor 24,4 t UO_2 enthält, befinden sich im Boiler 92,5 t UO_2, und ein zusätzlicher Überhitzer würde weitere 57,5 t aufnehmen. Den Wärmetauscher könnte man unmittelbar um den Reaktor, d. h. innerhalb der Abschirmung anordnen, wo er als gute Gamma-Abschirmung wirken würde und gleichzeitig noch ein Teil der ausfließenden Neutronen zur Pu-Produktion ausgenutzt werden könnte. Der Konversionsfaktor wäre bei der letzten Anordnung ziemlich hoch, vor allem weil J und Xe kontinuierlich entfernt werden könnten.

3.734 2 Na-Suspension

Neben Suspensionen in Wasser und Gas wurden auch solche in Na untersucht. Eine Reduktion des UO_2 durch Na findet nicht statt. Die Benetzung der UO_2-Partikel kann durch einen geringen Zusatz von K verbessert werden. Wegen des großen Dichteunterschiedes können die Teilchen aber nur in bewegter Flüssigkeit in Schwebe gehalten werden. Sobald das Gemisch ruhig steht, setzt sich das UO_2-Pulver ab bis zu einer maximalen Dichte von etwa 30 Volumprozent, kann aber leicht wieder aufgerührt und in gleichmäßige Mischung gebracht werden. Wenn man die Suspension so beweglich halten will, daß man sie rasch umpumpen kann, um die Wärme abzuführen, muß man sich auf eine sehr niedrige U-Konzentration beschränken, was die Möglichkeiten der Anwendung stark vermindert.

3.734 3 Na-Paste

Verzichtet man darauf, den Brennstoff selbst zur Wärmeabfuhr einzusetzen, so könnte man eine zähflüssige Paste verwenden, und das hätte immer noch den Vorteil, daß man einerseits viele Materialfestigkeitsprobleme umgehen und andererseits den Brennstoffwechsel in einfacher Weise sogar kontinuierlich durchführen könnte. Eine solche zahnpastaähnliche Masse kann man aus UO_2 und wenigen Volumprozent Na herstellen. Auch die Verwendung von Bi scheint aussichtsreich.

822.1 Schmelztemperaturen einiger Plutoniumlegierungen

Zusammensetzung		Schmelzpunkt (°C)
100 % Pu		635
63,3 % Pu	36,7 % Pa	465
13,2 % Pu	86,8 % Al	647
64,5 % Pu	35,5 % Mg	552
97,7 % Pu	2,3 % Mn	510
91,0 % Pu	9,0 % Os	495
96,8 % Pu	3,2 % Fe	430

3.734 4 Flüssiges Pu als Brennstoff

Bei Pu ist die Situation mit flüssigen Verbindungen etwas besser, da es einige niedrig schmelzende Legierungen gibt. Ein schneller Reaktor mit flüssigem Pu soll demnächst in Los Alamos betrieben werden. Die Schmelzpunkte einiger Legierungen sind in Tab. **822.**1 zusammengestellt.

3.734 5 „UF_6-Reziprokator"

UF_6 stellt die einzige U-Verbindung dar, die bei mäßigen Temperaturen gasförmig ist. Es wäre außerordentlich einfach, damit einen Reaktor zu bauen, wenn diese Verbindung nicht so ausgesprochen aggressiv wäre. Ein besonders interessanter Vorschlag wurde bekannt unter dem Namen „Reziprokator". Dieser Reaktor würde mit Recht den Namen „Atommotor" verdienen. Er soll aus einem Zylinder bestehen, der auf der einen Seite einen Graphitblock mit vielen Bohrungen parallel zur Achse enthält. Auf der anderen Seite kann sich ein Kolben hin- und herbewegen. Sobald das Gas im graphiterfüllten Teil infolge der Kompression durch den Kolben einen bestimmten Druck erreicht hat, wird der Reaktor kritisch, das Gas erhitzt sich momentan, dehnt sich aus und treibt den Kolben wieder zurück. Sobald der „kritische" Druck unterschritten wird, hört die Wärmeentwicklung wieder auf. Das abgekühlte Gas soll dann wieder komprimiert werden, und der Vorgang kann sich wiederholen. Bei Verwendung von reinem U^{235} würden bei einem Druck von 10 at der Durchmesser und die Höhe des Zylinders nicht mehr als 60 cm betragen müssen.

Ebensogut wie einen Kolben könnte man natürlich auch eine Gasturbine mit dem heißen UF_6 antreiben.

3.734 6 Reaktor als Thermo-Batterie

Um bei der Energiegewinnung den Umweg über die Wärme zu vermeiden, wurde auch versucht, die innere Struktur des Reaktors als Thermobatterie aufzubauen. Dabei müßte der Brennstoff die heißen Kontaktflächen bilden oder mit diesen gut wärmeleitend verbunden sein, während die kalten Kontaktflächen irgendwie gekühlt werden müßten. Wegen der niedrigen Spannungen sollte die elektrische Leitfähigkeit sehr gut, dagegen die Wärmeleitfähigkeit möglichst schlecht sein, um die Wärmeverluste niedrig zu halten. Geeignete Stoffe mit hoher elektrischer und niedriger Wärmeleitfähigkeit kennt man aber bisher noch nicht, und deshalb liegen die erreichbaren Wirkungsgrade bekanntlich weit unter denen von Wärmekraftanlagen.

3.734 7 Raketenantrieb

Bei Raketenantrieben wäre die Verwendung von Kernbrennstoff nicht nur wünschenswert, sondern sie ist geradezu notwendig, wenn die Raumschiffahrt in größerem Umfange verwirklicht werden soll. Eine Raumrakete muß große Energievorräte mitnehmen, die aber mit einer kleinen Masse verbunden sein sollten, damit die Beschleunigungsarbeit für die Masse des Brennstoffs selbst nicht unerschwinglich wird. Die aus einer Masseneinheit gewinnbare Energie ist aber gerade bei Spaltstoffen um Zehnerpotenzen größer als bei den bis heute verwendeten Antriebsgemischen. Das Problem liegt nur darin, diese Energie in der für die Rakete speziell geforderten Form zur Wirkung zu bringen, nämlich als gerichtete kinetische Energie mit hoher Geschwindigkeit. Es muß Materie mit möglichst hoher Geschwindigkeit ausgestoßen werden. Das bedeutet praktisch, daß man gasförmige Materie auf möglichst hoher Temperatur ausströmen lassen muß. Ebenso rasch, wie diese ausströmt, muß sie auch aufgeheizt werden. Dafür sind zwei Möglichkeiten denkbar. Man könnte entweder das Gas an heißen Brennelementen vorbeistreichen lassen oder den Brennstoff selbst dem Gas beimischen. Würde man ein Gas an den heißen Brennelementen vorbeistreichen lassen, so könnte man höchstens einige Tausend Grad erreichen, selbst wenn die Brennelemente aus einem besonders hitzefesten Material bestünden, denn sie müßten ja noch heißer sein als das Gas, ganz abgesehen von der Frage, ob ein ausreichender Wärmeübergang erzielt werden könnte. Auf höhere Temperatur könnte man nur kommen, wenn man den Brennstoff selbst dem Gas beimischen und mit abblasen würde. Dabei wird es aber außerordentlich schwierig, in der kurzen Reaktions-

zeit eine halbwegs vollständige Verbrennung zu erzielen. Selbst wenn man eine Reaktionszeit von 1 s zur Verfügung hätte und sich mit 1 % Abbrand zufrieden geben wollte, müßte man eine Neutronenflußdichte von $2 \cdot 10^{-19}$ n cm^{-2} s^{-1} im Reaktionsvolumen aufrechterhalten. Ein solcher Antrieb würde also ungewöhnlich kostspielig werden.

3.734 8 Chemotechnische Reaktoren

Verschiedentlich wurde auch die Möglichkeit diskutiert, einen Reaktor ausschließlich oder auch neben der Energieerzeugung für die Durchführung von chemischen Reaktionen einzusetzen. Dabei kann man einmal daran denken, einfach die entwickelte Wärme einem Reaktionsgefäß unmittelbar zuzuführen, was sicherlich ein viel wirtschaftlicherer Weg wäre, als auf dem Umweg über Elektrizität, und wahrscheinlich für Anlagen mit großem Wärmebedarf, wie z. B. Destillationsanlagen, lohnend sein dürfte.

Im engeren Sinne denkt man aber an eine direkte Beteiligung der schnellen Spaltprodukte, eventuell auch der Neutronen sowie der Beta- und Gamma-Strahlungen an der chemischen Reaktion. Die anfänglich hohe kinetische Energie der Teilchen entspricht einer sehr hohen Temperatur und ist deshalb geeignet, solche Reaktionen, die ziemlich hohe Temperaturen erfordern, sozusagen im Kalten durchzuführen. Vorversuche wurden angestellt, indem man das Reaktionsgemisch mit so fein verteiltem UO_2 in Kontakt brachte, daß die Spaltprodukte in das Reaktionsgemisch hineinschießen. Von de Bruyn[1]) wurden die Synthese von Stickstoff und Sauerstoff zu Stickoxyd und die Dissoziation von CO_2 in CO und O_2 studiert, und es wurde gezeigt, daß ein wesentlicher Teil der Energie auf diese Weise ausgenutzt werden kann. Er hat auch den Gedanken ausgesprochen, UO_2, eventuell mit Al-Oxyd belegt, als sich ständig selbst erneuernden Katalysator zu verwenden, z. B. zur Umwandlung von Methan in Azetylen oder andere ungesättigte Verbindungen. Allen diesen Versuchen haftet ein prinzipieller Schönheitsfehler an, nämlich, daß das Reaktionsprodukt mit den anfallenden Spaltprodukten vermischt ist, und nach der heutigen Kenntnis der Dinge dürfte eine chemische Reinigung von diesen radioaktiven Substanzen teuerer sein als die meisten anderen chemischen Prozesse, die man eigentlich zu verbilligen trachtet. Schließlich sei noch eine andere Idee von de Bruyn erwähnt, die in dieser Richtung liegt, wenn es sich hierbei auch nicht um eine chemische Reaktion handelt, sondern um Kernfusion, die durch die hohe Energie der Spaltprodukte eingeleitet werden soll. Durch Einbringen von Deuterium, Tritium bzw. Lithium in den Reaktor in einer derartigen Anordnung, daß es von den Spaltprodukten getroffen werden kann, könnte man eine zusätzliche Energiequelle erhalten. Die von den schnellen Spaltproduktkernen angestoßenen leichten Kerne, falls sich solche im Reaktor befinden, hätten genügend Geschwindigkeit, um in andere leichte Kerne, auf die sie treffen, einzudringen und zu verschmelzen. Eine Abschätzung zeigt aber, daß dieser Beitrag wegen der zu kleinen Reaktionswahrscheinlichkeit nur sehr gering sein kann.

3.734 9 Korrosions-Reaktor

Von Chemikern des ANL wurde vorgeschlagen, einen Wasserreaktor mit Uranelementen ohne Überzug zu bauen und die Korrosion bewußt zuzulassen. Dabei sollten die U-Elemente kontinuierlich von oben in den Reaktor nachgeführt werden, während am Boden der Schlamm der Korrosionsprodukte, hauptsächlich UO_2, laufend entfernt und zur Aufarbeitung gebracht würde. Dieses wäre sogar besser chemisch aufzuschließen als massive, ummantelte Elemente. Wenn es gelänge, durch chemische

[1]) de Bruyn, H.: Monte Faito Symposium, Mai 1956.

oder metallurgische Maßnahmen die Reaktionsgeschwindigkeit der Oxydation wenigstens soweit herabzusetzen, daß ein annehmbarer Abbrand erreicht würde, bevor das Element zerstört ist, könnte ein solches System durchaus wirtschaftliches Interesse haben. Schwierig scheinen aber die Sicherheits- und Stabilitätsprobleme dabei zu sein, da die geometrischen Verhältnisse im Reaktor schwer zu kontrollieren sind.

3.735 Schlußbemerkung

Die hier beschriebenen Reaktoren stellen nur eine kleine Auswahl aus der großen Zahl der Variationen dar, und zwar diejenigen, die unseres Erachtens bis heute die meiste Bedeutung erlangt haben. Alle haben ihre eigenen Vor- und Nachteile, und es läßt sich bis heute noch nicht sagen, welche Typen letzten Endes wirtschaftlich überlegen sein werden. Die vielfach gegebenen Kostenberechnungen sind im allgemeinen in den einzelnen Posten recht genau und auch glaubwürdig. Nur zwei Unsicherheitsfaktoren mindern den Wert dieser Zahlen stark herab. Das ist einmal die jährliche Betriebszeit, die tatsächlich erreicht wird, und zweitens der erreichbare Abbrand. Beide Größen gehen so stark in den Energiepreis ein, daß er sich um einen nennenswerten Faktor ändern kann. Nur Betriebserfahrung und weitere Forschung werden diese Fragen beantworten können und die Entwicklung der nächsten Jahre bestimmen.

3.8 Sicherheitsfragen*)

3.81 Allgemeines

Für den Nichtfachmann ist die historische Verknüpfung der Kernenergie mit militärischen Zwecken und die Furcht vor unbekannten Kräften ein verständlicher Grund, die Gefahr von Kernreaktoren zu überschätzen. Aber selbst wer in einem Kernreaktor keine Atombombe sieht, wird im allgemeinen nur schwer von der Lückenlosigkeit des einen Reaktor umgebenden Sicherheitssystems zu überzeugen sein. Tatsächlich kann man beim gegenwärtigen Stand der Entwicklung noch nicht auf bewährte und verbindliche Vorschriften hinweisen, um die Furcht namentlich vor unerkannten Lücken eines Sicherheitssystems als unbegründet zu zerstreuen. Aus dem Fehlen allgemein verbindlicher Standards darf aber nicht auf die Unmöglichkeit geschlossen werden, eine spezielle Kernenergieanlage zu bauen, die auch potentiell keine Gefahr darstellt. Tatsächlich versteht man das Grundsätzliche heute so vollständig, daß die Furcht vor unbekannten physikalischen Kräften oder Wirkungen in diesem Zusammenhang als völlig unbegründet zurückgewiesen werden muß. Zuverlässigkeit des Sicherheitssystems ist also durch Sorgfalt im Entwurf und Bau erreichbar.

Eine zweite Gruppe von Haupteinwänden gegen die Gewinnung von Kernenergie betrifft die medizinisch-biologische Seite. Hier haben die Diskussionen und die biologische Arbeit der letzten Jahre gezeigt, daß die technische Praxis trotz grundsätzlich neuer biologischer Erkenntnisse nicht revolutioniert werden wird.

Freilich bestehen sowohl in der Technik als auch auf biologischem und medizinischem Gebiet noch Fragen über die Absolutwerte mancher Wirkungen, welche die Auslegung der Anlagen beeinflussen. In der Technik hat man bisher an vielen Stellen sicherlich zu hohe Forderungen an die Zuverlässigkeit verschiedener Teile von Anlagen gestellt. Übermäßige Kosten sind die Folgen dieser nur natürlichen Anfangsschwierigkeit, deren vorsichtige Überwindung wesentlich zur Wirtschaftlichkeit der Kernenergie beitragen wird. In der Strahlenbiologie scheint das Gegenteil der Fall zu sein. Im Laufe der nächsten Jahre ist eher mit Verschärfungen als mit Lockerungen der Strahlenschutzbestimmungen zu rechnen. Man hat sich aber klarzumachen, daß hierdurch keinerlei

*) Verfaßt von W. Humbach und E. Sauter, Erlangen.

technisch grundsätzliche Schwierigkeiten neu eingeführt werden. Ein etwas größerer Aufwand an ohnehin bereits bekannten, erprobten und allgemein verwendeten technischen Mitteln ist das einzige, was zusätzlich notwendig sein würde.

Die Tatsache, daß in den zurückliegenden Jahren im Ausland eine große Zahl von Reaktoren und anderen Kernanlagen in Betrieb genommen wurde oder zur Zeit gebaut wird, ist ein Beleg dafür, daß die Grundprobleme der Kerntechnik bereits ausreichend gelöst sind, und daß Kernanlagen heute bei einem beachtlichen Stand der Entwicklung hinreichend betriebssicher arbeiten. Bisher sind nur in der ersten Zeit, und zwar nur ganz vereinzelt, ernstere Betriebsstörungen oder Zwischenfälle kleineren Ausmaßes aufgetreten. Menschenleben waren dabei nicht zu beklagen.

Dabei hat man sich zu vergegenwärtigen, daß in einem Reaktor im stationären Zustand je Watt Leistung einige Curie Radioaktivität enthalten sind. Der Reaktorbehälter und das primäre Kühlsystem müssen praktisch dicht sein: Aus dem Reaktorgebäude in fein verteilter Form ausbrechende Radioaktivität wäre durch keine Mittel mehr beherrschbar. Sie könnte bei den in Frage kommenden radioaktiven Stoffen, für die die maximal zulässigen Konzentrationen zwischen 10^{-9} und 10^{-15} c/Luft liegen[1]), in größeren Gebieten bedeutende Folgeschäden auslösen.

Auch in den internen Betriebsräumen kann der Schaden größer sein, als auf den ersten Blick zu vermuten ist. Laboratorien, die sich z. B. an einen Forschungsreaktor anschließen, benötigen Räume, die frei von jeglicher Radioaktivität sind. Schon eine Verseuchung der Laborräume mit geringen Mengen strahlender Stoffe verfälscht die Messungen oder macht diese sogar unmöglich. Mit Rücksicht auf die Kosten einer erfolgreichen Entseuchung kann es nötig werden, ganze Gebäudeteile stillzulegen. Auch kann die Beschaffung neuer Meßeinrichtungen das einzige Mittel sein, den durch eine radioaktive Verseuchung der Meßgeräte bedingten Schwierigkeiten zu begegenen.

So wenig es nun nur eine einzige technische Lösung für die Grundprobleme der Reaktortechnik, d. h. einen universellen und optimalen Reaktortyp gibt, so wenig kann es heute verbindliche Regeln geben, aus denen für jeden Einzelfall die technische Lösung unmittelbar abgelesen werden kann. Im folgenden können daher nur einige allgemeine Hinweise gegeben und Gesichtspunkte erläutert werden.

Für alle konstruktiven Lösungen und Maßnahmen an einem Reaktor muß Sicherheit oberstes Prinzip sein. Im Hinblick auf den Gesamtwert, den eine Reaktoranlage darstellt, und die denkbaren Folgeschäden spielen die Kosten zur Verwirklichung des „Sicherheitsprinzips“ eine untergeordnete Rolle. Andererseits kann nicht dazu geraten werden, in einen Reaktor eine übertrieben große Zahl von Sicherungen einzubauen, die durch ihre Störanfälligkeit den Betrieb des Reaktors ohne zwingenden Grund unterbrechen würden. Die Sicherheitsmaßnahmen können, ohne der Sicherheit der Anlage Abbruch zu tun, auf ein vernünftiges Maß beschränkt werden, um Übersichtlichkeit und Arbeitsfähigkeit der Anlage bei gleichzeitiger Lückenlosigkeit und einwandfreier Funktion des Sicherheitssystems zu gewährleisten.

Schon bei der Konstruktion eines Reaktors, d. h. also beim Festlegen der technischen Einzelheiten, müssen Sicherheitsprobleme bestimmend sein. Neben so selbstverständlichen Forderungen wie z. B. nach Abschirmung gegen Strahlung (s. 2.8) und nach Zuverlässigkeit von Kesseln usw. müssen im Reaktorbau drei besonders wichtige Problemgruppen behandelt werden. Im Vordergrund steht die Frage nach den konstruktiven Mitteln zur Herstellung inhärenter Sicherheit, durch die erreicht wird, daß ein Reaktor auch dann noch stabil bleibt, wenn alle Möglichkeiten zur Regelung oder des äußeren Eingriffs versagen. Weiter ist zu besprechen, durch welche konstruktiven Mittel bei einem trotzdem eingetretenen Schaden die Umgebung vor den Wirkungen der Strahlung geschützt werden kann und schließlich, durch welche konstruktiven

---

[1]) Rajewsky, B., Strahlendosis und Strahlenwirkung, Stuttgart 1956.

Maßnahmen die Arbeiten erleichtert oder überhaupt erst ermöglicht werden, die mit einem Schaden oder Unfall zusammenhängen.

Die Sicherheitsfragen beschränken sich keineswegs auf den einwandfreien und zuverlässigen Betrieb eines Reaktors bzw. einer Aufbereitungs- oder Bestrahlungsanlage, sondern umfassen auch die notwendigen Maßnahmen zum Schutze des Personals vor Strahlenschäden. Ein wirksamer Schutz ist freilich nur dann gegeben, wenn das Personal den Vorschriften und Maßnahmen Verständnis entgegenbringt. Zum Beispiel muß Essen und Rauchen in Arbeitsräumen, in denen mit radioaktivem Material gearbeitet wird, mit Rücksicht auf die Gefahr der Inkorporierung radioaktiven Materials unterbleiben. Es ist auch selbstverständlich, daß in Betrieben, in denen eine Gefährdung durch radioaktives Material gegeben ist, den üblichen hygienischen Maßnahmen und der Auswahl des Personals besondere Bedeutung zukommt.

Verständnis für Vorschriften und Maßnahmen setzt Aufklärung über die allgemeinen Gefahren, Einweisung in die besonderen Verhältnisse, unter Umständen Ernstfallübungen und Ausbildung in Erster Hilfe voraus. Aufklärung und straffe Organisation der Arbeit bieten im übrigen nicht nur den sichersten Schutz vor Zwischenfällen, sondern gleichzeitig auch vor einer die Arbeit blockierenden Überbewertung der Gefahr.

Der allgemeinste und wichtigste Grundsatz ist, daß Sicherheit durch vorbeugende Maßnahmen erreicht werden kann und muß.

3.811 Organisatorisches

Der Umgang mit radioaktiven Substanzen gilt vielfach als eine besonders gefährliche Tätigkeit. Dies ist aber nur insofern richtig, als diese Tätigkeit besonders große Sorgfalt erfordert. Im übrigen ist aber statistisch erwiesen, daß sich in den Betrieben der US-Atomenergie-Kommission prozentual bedeutend weniger Unfälle ereignen als in den meisten Industriezweigen der USA.

Jeder der wenigen Unfälle läßt sich auf eine unvorschriftsmäßige Handlung einer im übrigen durchaus kompetenten Person zurückführen. Hieraus folgt, daß eine rein verwaltungsmäßige Kontrolle (Formulare usw.) nicht immer genügt, um Zwischenfälle auszuschließen. Im einzelnen sind einige Gesichtspunkte zu beachten, die so selbstverständlich sind, daß es nicht leicht ist, sie überall durchzusetzen.

Für die Arbeit muß ein klarer Auftrag vorliegen. Die Mitarbeiter müssen so vollständig über die Aufgabe Bescheid wissen, daß sie ihren eigenen Bereich ganz übersehen können; der Arbeits- und Verantwortungsbereich sowie das Unterstellungsverhältnis müssen klar definiert sein. Die Überwachung ist Aufgabe einer besonderen Gruppe. Sie ist vor Beginn der Arbeit vollständig über deren Zielsetzung und Methode der Durchführung zu unterrichten. Sie hat Einspruchsrecht und muß daher von den ausführenden Gruppen organisatorisch unabhängig sein. Die Gruppe soll von anderen Aufgaben freigestellt sein. Die Angehörigen der Gruppe müssen zuverlässig sein und über genaue Kenntnis der bestehenden Vorschriften, hinreichendes Wissen auf dem Gebiete des Strahlenschutzes und Kenntnis der besonderen Eigenschaften der zu überwachenden Anlage verfügen.

Im allgemeinen wird man der Sicherheitsgruppe folgende Aufgaben zuweisen:

Überwachen von Personen und Anlagen bzgl. der Schutz- und Vorbeugungsmaßnahmen. — Organisation der ärztlichen Betreuung. — Überwachen der Eichung und Betriebsbereitschaft von Meßgeräten. — Messung der Strahlenbelastung des Personals, Buchführung hierüber. — Organisation des Feuer- und Unfallschutzes. — Ausarbeiten von Maßnahmen und Vorschriften für besondere Vorfälle, Reparaturen usw. — Beteiligung an schwierig durchzuführenden Arbeiten. — Ausarbeiten des Katastrophenplans. — Alarmübungen. — Unterricht.

Von den vorstehend aufgezählten Aufgaben stark verschieden sind jene, die bei der Planung einer Anlage zu bearbeiten sind. Selbstverständlich muß eine Anlage so gebaut werden, daß die obigen Aufgaben durchgeführt werden können. Darüber hinaus sind aber die Fragen der technischen Sicherheit zwischen den technischen Sachbearbeitern in Diskussionen zu klären. In einer Planungsgruppe sollte sich mindestens ein Sachbearbeiter ausschließlich der Zusammenfassung dieser Diskussion und der Abfassung eines Sicherheitsberichts widmen.

3.812 Ärztliche Überwachung

Wer in strahlungsgefährdeten Bereichen eines Betriebs arbeitet, sollte sich vor Aufnahme der Tätigkeit einer ärztlichen Untersuchung unterziehen. Insbesondere empfiehlt es sich, das Blutbild in regelmäßigen Abständen aufzunehmen, da Strahlungsschäden geringen Umfangs hier am leichtesten an einer Änderung feststellbar sind. In plutoniumgefährdeten Betrieben sind regelmäßige Urinproben am Platze.

Die Strahlenbelastung der einzelnen Betriebsangehörigen wird wesentlich von ihrer Tätigkeit abhängen und deshalb große Unterschiede aufweisen. Während für einen Teil der Belegschaft die Strahlenbelastung kaum nachweisbar sein wird, kann sie für einen anderen Teil die Toleranzdosis erreichen. Sind an einem Reaktor Reparaturen auszuführen oder müssen radioaktive Verunreinigungen größeren Ausmaßes beseitigt werden, so ist es in beschränktem Umfang erlaubt, mehr als die zulässige Wochendosis zu übernehmen, sofern die jährlich aufgenommene Dosis 5 r nicht überschreitet. Um für den einzelnen die Strahlenbelastung möglichst niedrig zu halten, wird man zur Durchführung solcher Arbeiten vor allem solche Personen auswählen, die bei ihrer normalen Tätigkeit nur geringer Strahleneinwirkung ausgesetzt sind.

3.82 Kernphysikalische oder inhärente Sicherheit

Überläßt man einen Reaktor sich selbst, so steigt oder fällt seine Leistung — bis auf einen durch die verzögerten Neutronen bedingten, verhältnismäßig kurzen Übergang — mit der Zeit exponentiell. Da der Reaktor im Normalfall aber auf konstanter mittlerer Leistung gehalten werden soll, muß ein zusätzliches Hilfsmittel, die sog. Regeleinrichtung, vorgesehen werden. Auf Anforderung der Meßgeräte stellt sie selbsttätig eine Reaktivität, also ein Zeitverhalten des Reaktors ein, die auf den jeweils geforderten Sollzustand führt. Der Reaktor ist also durch eine äußere Schleife über Meßfühler, Rechengerät, Kommandogeber und Regelstäbe bzgl. einer oder mehrerer charakteristischer Eigenschaften (z. B. Leistung, Reaktivität, Neutronenfluß, Dampfdruck, Temperatur) gegengekoppelt. Vom Standpunkt der Reaktorsicherheit besteht die fundamentale Frage, was geschieht, wenn diese Gegenkopplung versagt, wenn also selbsttätige oder auch willkürliche Eingriffe in den Reaktor nicht mehr möglich oder wirksam sind. Das Reaktorverhalten wird dann von den inhärenten Eigenschaften des Reaktors bestimmt.

Das Kühlsystem von Reaktoren und — bei Kraftwerksreaktoren — die Turbine sind auf die Übernahme einer bestimmten Leistung eingestellt. Überschußreaktivität ist mit Zunahme der Leistung verbunden und führt deshalb zu einem Anstieg der Reaktortemperatur, dessen primäre Gefahr darin besteht, daß zulässige Werte der Temperatur, des Druckes oder der mechanischen Festigkeit überschritten und Teile des Reaktors zerstört werden. Neben dem materiellen Schaden kann hierbei beträchtlicher Folgeschaden entstehen, falls zu große Mengen radioaktiver Stoffe freigesetzt werden. Andererseits können grundsätzlich alle temperatur- oder leistungsabhängigen Reaktoreigenschaften oder -kenngrößen bei einer Temperaturänderung eine Vergrößerung oder Verkleinerung der Reaktivität, also auch eine Vergrößerung oder Verkleinerung der Leistungszunahme nach sich ziehen. Aus dieser Grundtatsache ergibt sich die Auf-

gabe, die Konstruktion der Reaktoren so auszuführen, daß sie auch ohne die Hilfe einer von außen eingreifenden Regelung inhärent stabil sind.

Die Fragen zur inhärenten Sicherheit gruppieren sich also um die folgenden Grundprobleme:

a) Durch welche inhärenten Prozesse kann erreicht werden, daß der Reaktor auf eine Leistungszunahme nicht autokatalytisch, d. h. nicht mit einer Verstärkung, sondern einer Verringerung der Leistungszunahme antwortet?

b) Durch welche unerwünschten Vorgänge könnte sich bei einem — selbststabilisierten — Reaktor eine positive Reaktivität ergeben, und wie groß darf die daraus folgende Leistungsexkursion maximal werden?

c) Wodurch kann verhindert werden, daß überhaupt eine zu große positive Reaktivität im Reaktor entsteht (Begrenzung des Reaktivitätsvorrats)?

3.821 Reaktivitätskoeffizienten

3.821 1 Temperaturkoeffizienten der Reaktivität

Mit Änderungen der Temperatur sind immer auch Änderungen der mikroskopischen und makroskopischen Wirkungsquerschnitte sowie der geometrischen Dimensionen des Reaktors und damit der Reaktivität verbunden. Quantitativ am wichtigsten sind die folgenden Prozesse.

Mikroskopische Wirkungsquerschnitte. Temperaturerhöhung bedeutet Zunahme der Wärmebewegung der Neutronen und der Atomkerne im Reaktor und durch Doppler-Effekt damit eine Änderung der effektiven mikroskopischen Wirkungsquerschnitte für Kernreaktionen. Bei Resonanzlinien der Absorption hat ein Temperaturanstieg durchweg Zunahme, bei reinen $1/v$-Querschnitten durchweg Abnahme der effektiven Wirkungsquerschnitte zur Folge. Je nachdem, ob hierbei die Spalt- oder die Absorptionsquerschnitte in der Zunahme überwiegen, wird also durch Temperaturzunahme die Reaktivität des Reaktors ansteigen oder abnehmen. Das erstere ist z. B. bei U^{235} und Pu^{239} der Fall, die beide epithermische Resonanzen für Spaltung aufweisen, das letztere bei U^{238}. Der von dieser Eigenschaft kommende zunächst positive Temperaturkoeffizient der Reaktivität kann durch Beimengen von U^{238} negativ gemacht werden. Solange z. B. in dem schnellen Brutreaktor der APDA das $U^{235}:U^{238}$-Verhältnis rund 1/3 nicht überschreitet[1]), überwiegt der Einfluß der starken Resonanzabsorption des U^{238} den Einfluß der Resonanzspaltung des U^{235}.

Die praktisch verwendbaren Moderatoren und Kühlmittel weisen durchweg einen negativen Temperaturkoeffizienten des mikroskopischen Wirkungsquerschnitts auf, während Cadmium und Hafnium bei hohen Temperaturen einen positiven Koeffizienten haben.

Selbst bei sonst unverändertem Reaktor kann es noch von der Temperatur und von Einzelheiten der Vorgeschichte, z. B. der Betriebsstundenzahl des Reaktors, abhängen, welcher Effekt überwiegt.

Makroskopische Querschnitte. Mit der Temperaturzunahme nimmt die Dichte ab und daher auch der dichteabhängige Teil aller makroskopischen Wirkungsquerschnitte (z. B. für Absorption). Gleichzeitig nehmen daher auch die Diffusions- und Bremslängen für schnelle und langsame Neutronen zu. Bei einem Temperaturanstieg werden also die Verluste durch Diffusion (Leckverluste) und unter Umständen auch durch Resonanzabsorption größer, während die Verluste durch thermische Absorption ab-

[1]) McCarthy, W. J. Jr., u. McMath, F. C., Safeguard Features of a Fast-Breeder-Reactor Power Plant. Transactions of the ASME **79** (1957), S. 41.

nehmen. Der erste Effekt bewirkt einen negativen, der zweite einen positiven Temperaturkoeffizienten. Durch richtige Wahl des Brennstoff-Moderator-Verhältnisses kann ein negativer Reaktivitätskoeffizient erzwungen werden.

In Schnellen Reaktoren verkleinert die Dichteabnahme des Kühlmittels die mit dem Kühlmittel notwendig verbundene, wenn auch schwache Moderation durch elastische und unelastische Streuung. Hierdurch wird das Neutronenspektrum verändert. Das Vorzeichen der zugehörigen Reaktivitätsänderung hängt u. a. vom Massenverhältnis zwischen Brennstoff und Kühlmittel ab.

Geometrische Dimensionen. Temperaturänderungen bringen immer auch Änderungen der geometrischen Abmessungen und Änderungen der relativen Lage einzelner Komponenten mit sich. Die Einflüsse auf die Reaktivität sind in jedem Fall verwickelt und bedürfen einer sorgfältigen Analyse. In erster Linie sind Längenänderungen der Brennelemente, der Träger von Brennelementen sowie der Steuerelemente zu untersuchen. Bei thermischen Reaktoren sind sie von vergleichsweise geringer Bedeutung, während in Schnellen Reaktoren gerade die Längenänderung eine der wenigen Möglichkeiten bietet, beträchtliche negative Temperaturkoeffizienten in ein System einzuführen und dadurch zur inhärenten Stabilität beizutragen.

Längenänderungen können überraschende Effekte bewirken. Ein außen festgehaltener Graphitreflektor z. B. dehnt sich bei Temperaturzunahme nach innen aus, kann dabei Öffnungen (Neutronenlecks) verkleinern und so die Reaktivität erhöhen.

Ein weiteres Beispiel hat bei der jüngsten Diskussion um die Sicherheit eines amerikanischen Schnellen Reaktors eine gewisse Rolle gespielt: Ein Temperaturgradient, der senkrecht zur Achse eines an beiden Enden befestigten Brennelements gerichtet ist, verbiegt dieses in Richtung des Temperaturgradienten nach innen. Da die Reaktivität dabei zunehmen kann, ist durch besondere Halterung dafür zu sorgen, daß sich die Stäbe nicht verbiegen können.

3.821 2 Leistungskoeffizienten der Reaktivität

Nicht nur die Temperatur eines Reaktors beeinflußt dessen Reaktivität, sondern auch die von ihm erzeugte Leistung. Von praktischer Bedeutung sind die im folgenden besprochenen Effekte:

Blasenkoeffizient der Reaktivität. Wird in wassermoderierten oder -gekühlten Reaktoren die Siedetemperatur überschritten, so bilden sich Dampfblasen aus. Anschaulich bedeutet diese Blasenbildung dasselbe wie eine Verdünnung des Moderators oder Kühlmittels, und sie hat daher auch dieselben Folgen. Je nachdem, ob die Zunahme der Leckverluste oder die Abnahme der Absorptionsverluste überwiegt, nimmt die Reaktivität ab oder zu. Die Änderung der Reaktivität je Zunahme des Blasenvolumens bezeichnet man als Blasenkoeffizienten. In Natururan-Schwerwasser-Gittern ist ein negativer Blasenkoeffizient zu erwarten, solange im Reaktorkern nicht weniger Uran enthalten ist, als dem U-D_2O-Verhältnis 1 : 20 bis 30 entspricht. In Leichtwasser-Gittern sollte das Verhältnis 1 : 5 nicht unterschritten werden. Diese Daumenregel genügt jedoch nicht allgemein. Das Beispiel von Chalk River (s. 3.883) zeigt, daß eine Leichtwasser-Kühlung in einem Schwerwasser-Reaktor stark genug absorbiert, um beim Sieden einen positiven Blasenkoeffizienten zu erzeugen. Wird umgekehrt ein Reaktor durch eine Kühlschlange von innen gekühlt, wie dies z. B. bei homogenen Forschungsreaktoren häufig der Fall ist, so muß darauf geachtet werden, daß sich in der Kühlschlange keine Luftblasen fangen können. Wird nämlich eine Luftblase plötzlich aus dem System herausgespült, d. h. also durch Wasser ersetzt, so nimmt im allgemeinen die Reaktivität wegen der besonders guten Moderatoreigenschaften des Wassers schlagartig zu.

Aus demselben Grund ist große Vorsicht bei der Bestrahlung stark absorbierender siedbarer Flüssigkeiten in Forschungsreaktoren am Platz, und die Verwendung von stark absorbierenden Salzen in Wasser für Regelzwecke ist mindestens vorläufig nicht möglich.

Neben dem Sieden kann die Bildung von Knallgas in Wasser durchaus merkliche Reaktivitätsänderungen hervorrufen.

Druckkoeffizient der Reaktivität. Obwohl nicht unmittelbar mit der Leistung zusammenhängend, muß der Druckkoeffizient im Zusammenhang mit dem Blasenkoeffizienten an dieser Stelle erwähnt werden. Insofern als Druckänderungen auch Änderungen der Dichte und relativen Lage hervorrufen können, ist die Reaktivität ganz allgemein auch druckabhängig. Besonders wichtig ist diese Erkenntnis bei Siedewasserreaktoren. Zunahme des Dampfdruckes z. B. bei einer Leistungsexkursion bedeutet hier grundsätzlich eine Verkleinerung des Dampfvolumens im Reaktorkern und damit eine Zunahme der Reaktivität. Durch besondere Hilfsmittel muß also beim Siedewasserreaktor dafür gesorgt werden, daß der Dampfdruck nicht unkontrolliert zunehmen kann, da die Leistungsexkursion autokatalytisch verstärkt werden würde.

Der momentane Überdruck bei einer Knallgasexplosion im Reaktor kann namentlich bei niedrigem Betriebsdruck eine momentane Reaktivitätserhöhung bewirken. Der Knallgasrekombination kommt also auch von diesem Standpunkt aus Bedeutung zu.

Vergiftung durch Spaltstoffe. Die Spaltstoffvergiftung spielt in Schnellen Reaktoren praktisch keine Rolle, in thermischen Reaktoren ist sie eine monotone Funktion der Leistungsdichte des Reaktors. Das Zeitverhalten, namentlich des Aufbaus von Xe^{135} aus J^{135} führt dazu, daß die Leistung des Reaktors instabil werden kann. Die Änderungsgeschwindigkeiten sind jedoch so klein, daß dieser Vorgang die Sicherheit weniger über die Dynamik als über die Größe der auszusteuernden Reaktivität beeinflußt.

3.821 3 Kopplung von Reaktivitätskoeffizienten

Brennstoffe, Brutstoffe, Regelelemente, Kühlmittel, Moderatoren und Konstruktionsmaterial haben jeweils ihren eigenen Temperatur- bzw. Leistungskoeffizienten der Reaktivität. Die einzelnen Substanzarten sind in verschiedener Weise an die Brennelemente — d. h. an Wärme- und Neutronenquellen — angekoppelt und wirken daher insbesondere auch mit verschiedener Zeitverzögerung auf die Reaktivität zurück. In einem heterogenen Reaktor machen sich z. B. die vom Brennstoff herrührenden Einflüsse am schnellsten bemerkbar, als nächste die Einflüsse des Kühlmittels, während die Moderatoreinflüsse stark nachhinken. Um daher einen Reaktor möglichst stabil zu machen, sollten nicht nur die Summen aller Temperatur- und Leistungskoeffizienten negativ sein, sondern auch die einzelnen Koeffizienten für sich. Normalerweise wird sich dies nicht erreichen lassen, dann sollen wenigstens die Gruppen voneinander unabhängig wirksamer Einflüsse jeweils negative Reaktivitätskoeffizienten haben.

Vom Sicherheitsstandpunkt ist eine möglichst enge Verkopplung aller Einflüsse anzustreben. Die Verhältnisse sind dann leichter zu übersehen, und die Gegenwirkungen gegen eine Leistungsexkursion werden schneller wirksam. Das Ideal stellen in dieser Hinsicht die homogenen Reaktoren dar. Es ist nachgewiesen, daß dieser Reaktortyp auch unter extremen und in der Praxis nicht vorkommenden Bedingungen jeden erzeugbaren Reaktivitätsüberschuß abfangen kann.

3.821 4 Abhängigkeit der Reaktivitätskoeffizienten vom Betriebszustand

Sofern von Koeffizienten der Reaktivität die Rede ist, sind damit kleine Änderungen der Betriebszustände gemeint. Die Koeffizienten sind aber ihrerseits wieder Funktionen des Betriebszustandes. Selbst wenn also die Reaktivitätskoeffizienten eines

Reaktors unter Umständen alle negativ sind, muß dies keineswegs für alle denkbaren Betriebszustände so sein. Insbesondere kann durch endliche Änderungen, z. B. bei ungenügender Stabilität oder beim Bruch eines Bauteils, ein Zustand mit positiven Reaktivitätskoeffizienten hergestellt werden. Vor allem sind derartige Vorgänge zu erwarten, wenn mit der Änderung gleichzeitig neue physikalische Vorgänge einsetzen, wie z. B. Blasenbildung durch Sieden, Bildung eines oberflächlichen Dampffilms oder Schmelzen von Brennelementen.

Ein Beispiel hierfür ist der Siedewasserreaktor, der zwischen kalt und heiß ein instabiles Gebiet durchläuft und daher praktisch nicht mit eigener Kraft aus dem kalten Zustand angefahren werden kann.

3.822 Mögliche Gründe für Exkursionen

Jede unerwünschte Abweichung von einem vorgeschriebenen Betriebswert soll im folgenden als Exkursion bezeichnet werden. Vom Sicherheitsstandpunkt interessiert primär die Reaktivitätsexkursion als Ursache aller denkbaren Exkursionen von Temperatur, Leistung, Druck usw. Möglichkeiten für Reaktivitätsexkursionen sind gegeben durch äußere Eingriffe, durch Versagen von Bauteilen, insbesondere der Regeleinrichtung, ferner durch mechanische Rückkopplungen im Primärkreis selbst oder zwischen den verschiedenen Kreisen.

3.822 1 Willkürlicher Eingriff

Die Reaktivität kann vom Bedienungspult aus willkürlich beeinflußt werden. Zum Beispiel sind die ersten Reaktoren manuell geregelt worden, und bei einigen ist dies auch heute noch der Fall. Hierbei kann die Reaktivität in falscher Richtung oder fehlerhaft nicht verändert werden. Neben rein menschlichem Versagen sind hierfür folgende Gründe denkbar:

Mißverstehen akustischer oder optischer Befehle. — Fehlgreifen in der Wahl der Mittel bei einem unvorhergesehenen Zwischenfall (s. die Diskussion des EBR-Experiments in 3.884), namentlich, wenn für den speziellen Fall keine besondere Anweisung ausgearbeitet worden war oder wenn diese Anweisung dem Bedienenden nicht gegenwärtig ist. — Irrtümer beim Ablesen der Instrumente oder bei der Ausführung der Befehle. — Ermüdung in langdauernder gleichförmiger Arbeit. — Sabotage.

Diese Aufzählung zeigt, daß es grundsätzlich vorzuziehen ist, einen Reaktor für vollautomatischen Betrieb einzurichten und den Betrieb nur laufend zu überwachen. Die entscheidenden Fehlermöglichkeiten liegen dann nur noch im mechanischen oder elektrischen Versagen der Meß- und Regeleinrichtung.

3.822 2 Aufbau von Experimenten

Jedes in oder mit einem Reaktor durchzuführende Experiment muß sorgfältig vorbereitet werden. Der Aufbau der Versuchsanordnung muß stabil ausgeführt sein, und die möglichen Folgen eventuell auftretender Störungen sind im Hinblick auf das Verhalten des Reaktors im einzelnen zu diskutieren. Zum Beispiel kann ungenügende mechanische oder nicht ausreichend wärmebeständige Fixierung von Einzelteilen oder deren Bruch der Grund für die Verschiebung einer zu bestrahlenden Probe und damit für eine Reaktivitätsänderung sein. Dabei ist es keineswegs notwendig, daß die Probe einen merklichen Absorptions- oder Spaltquerschnitt besitzt. Bereits die Verschiebung einer nur streuenden Probe kann je nach Lage im Reaktor zu einer Reaktivitätszunahme führen. Bestrahlte Proben sollen nicht ohne vorherige Prüfung der Verhältnisse aus dem laufenden Reaktor entnommen werden.

3.822 3 Zuverlässigkeit von Bauteilen

Sinngemäß gilt das über den Aufbau von Experimenten Gesagte auch bzgl. der Zuverlässigkeit von Bauteilen. Beim Entwurf ist darauf zu achten, daß durch Bruch von Bauteilen oder beim Schmelzen von Brennelementen immer nur eine unterkritische Anordnung entstehen kann.

3.822 4 Regeleinrichtung

Hinsichtlich der Regeleinrichtung, deren Zuverlässigkeit ein Kernpunkt aller Sicherheitsbetrachtungen sein muß, sei auf Abschn. 3.5 verwiesen.

3.822 5 Rückwirkungen des Sekundärkreises und des elektrischen Netzes

Änderungen im sekundären Kühlkreis und gegebenenfalls in nachgeordneten weiteren Kreisen, wie dem elektrischen Netz, machen sich im Primärkreis in erster Linie als Temperaturänderungen des Kühlmittels bemerkbar und beeinflussen von dort die Reaktivität. Im praktischen Fall ist nur schwer zu übersehen, wie sich das dynamische Verhalten des Gesamtsystems aus den dynamischen Eigenschaften der Einzelglieder zusammensetzt. Die Verhältnisse werden dadurch noch weiter verwickelt, daß es im allgemeinen mehrere konkurrierende Wege gibt, über die ein nachgeordneter Kreis auf den Primärkreis zurückwirkt. Zum Beispiel kann in einem Kraftwerksreaktor die Differenz zwischen gelieferter und angeforderter elektrischer Leistung über das Regelsystem sowohl unmittelbar einen Steuerimpuls an den Reaktor geben als auch auf dem Weg über die Kühlmitteltemperatur.

Bei der Auslegung einer Reaktoranlage ist zu untersuchen, ob oder unter welchen Umständen das Gesamtsystem zu Schwingungen oder Leistungsexkursionen veranlaßt werden kann. Insbesondere sind die Verhältnisse für den Fall des Lastabwurfs zu untersuchen.

3.822 6 Mechanische Rückkopplungen im Primärkreis

Durch die Verkopplung des Moderators und Kühlmittels im Reaktor mit den Vorratsbehältern für das Kühlmittel, mit Druckkonstanthaltern, Pumpen, Leitungen sowie Gas- und Dampfpolstern können ungedämpfte mechanische Schwingungen angefacht werden. Dadurch entstehen Reaktivitäts- und Leistungsschwankungen, die an sich schon unerwünscht sind. In den BORAX- und SPERT-Experimenten (s. 3.882) ist untersucht worden, unter welchen Bedingungen in einem Siedewasserreaktor ungedämpfte Leistungsschwingungen entstehen bzw. wann unzulässige Amplituden der Leistungsschwingung auftreten. Der Mechanismus der in diesen Versuchen festgestellten Leistungsschwankungen ist noch teilweise unverstanden, das wichtigste Ergebnis ist jedoch, unabhängig von dieser Detailerkenntnis, das folgende: Kernphysikalisch bedingte Reaktivitätsinstabilitäten treten erst dann auf, wenn das Gebiet der hydrodynamischen Stabilität verlassen wird. Etwas verallgemeinert bedeutet dies, daß man es durch normale Ingenieurmaßnahmen in der Hand hat, Instabilitäten der angedeuteten Art zu vermeiden. Allerdings ist es beim gegenwärtigen Stand der Kenntnisse im allgemeinen nicht immer möglich, die Verhältnisse theoretisch genau vorauszuberechnen, man ist vielmehr häufig auf Modellversuche im Maßstab 1 : 1 angewiesen.

Als allgemeine Mittel zum Vermeiden von Schwingungen sind folgende zu nennen: Begrenzung der Leistungsdichte und der Wärmeflußdichte, Wahl passender Betriebsdrucke und Rohrdurchmesser, Einbau von Drosseln.

3.822 7 Kaltwasser-Einbruch

Um Leistungsexkursionen automatisch zu begrenzen, müssen Reaktoren grundsätzlich mit negativen Temperaturkoeffizienten versehen sein. Es ist daher besonders zu beachten, daß bei einem plötzlichen Einbruch kalten Kühlmittels in den Reaktorkern die Reaktivität schlagartig erhöht werden würde. Unter Umständen könnte dabei mehr positive Reaktivität in den Reaktor eingeführt werden, als dieser ohne Überschreiten zulässiger Grenzen aussteuern kann. Bei der Konstruktion einer Reaktoranlage ist daher ganz besonders darauf zu achten, daß ein Kaltwassereinbruch in den Reaktorkern nicht möglich ist.

3.822 8 Untermoderierter Reaktor

Einen Reaktor, der mehr Brennstoff enthält als dem minimalen Verhältnis Uran zu Moderator entspricht, nennt man untermoderiert. Bei homogenen untermoderierten Reaktoren ist zu untersuchen, ob z. B. durch einen Kühlwassereinbruch in den Reaktorkern ein dem optimalen Uran-Wasser-Verhältnis näherer Zustand hergestellt wird, weil hierdurch bedeutende Überschußreaktivität entstehen kann. Entsprechendes gilt für übermoderierte Reaktoren z. B. bei Erwärmung oder Blasenbildung.

3.823 Begrenzung von Exkursionen [1])

3.823 1 Zulässige Grenzen für Exkursionen

Leistung. Bei beabsichtigten Änderungen des Betriebszustandes kann der Reaktor nur durch besondere und daher möglicherweise versagende Hilfsmittel des Regelkreises gezwungen werden, sich aperiodisch auf den neuen Betriebszustand einzustellen. Soll der Reaktor z. B. eine in ihn eingeführte Überschußreaktivität durch seine inhärenten Eigenschaften ausgleichen, so geschieht folgendes: Die erste Folge der Reaktivitätsexkursion ist eine Leistungsexkursion. Die zugehörige Temperaturzunahme reduziert die Überschußreaktivität allmählich bis auf Null. Nach wie vor produziert der Reaktor jedoch zuviel Leistung, und die Temperatur steigt weiter an, während die Reaktivität negativ wird. Im allgemeinen schwingt der Reaktor um einen Gleichgewichtszustand. Im adiabatischen Fall jedoch, d. h. bei Ausfall der Kühlung, schaltet sich der Reaktor selbst aus. Er erreicht dabei eine Übertemperatur, die doppelt so groß ist wie die Übertemperatur bei der Überschußreaktivität Null.

Solange die Dynamik eines Vorgangs von den inhärenten Eigenschaften bestimmt wird, ist also bei Änderungen des Betriebszustandes grundsätzlich mit einem Überschwingen zu rechnen. Vom Sicherheitsstandpunkt ist zu untersuchen, ob hierbei die Grenzen der Materialbelastbarkeit oder der thermischen Stabilität (Wärmeübergang aus den Brennelementen) bzw. Zündtemperaturen für exotherme chemische Reaktionen (s. 3.84) überschritten werden oder ob vielleicht sogar Gebiete mit positivem Reaktivitätskoeffizienten erreicht werden können. Anders als bei den üblichen Betrachtungen ist dabei zu beachten, daß die Vorgänge im allgemeinen nicht mehr stationär oder quasistationär sind. Namentlich in der Nähe des promptkritischen Gebiets werden z. B. die Brennelemente so schnell aufgeheizt, daß Wärmeleitung und Wärmetransport vernachlässigt werden können. Hieraus folgt, daß im Extremfall die zulässigen Grenzen für die Leistungsexkursion von den Brennelementen gesetzt werden.

Im promptüberkritischen Gebiet kann die Energie so rasch freigesetzt werden, daß durch Stoßwellen mechanischer Schaden entsteht.

Besondere Beachtung verdient bei Sicherheitsbetrachtungen an Kraftwerksreaktoren

[1]) Dietrich, J. R., Experimental Determinations of the Self-Regulation and Safety of Operating Water-Moderated Reactors. Genf. Ber. 1955, Bd. 13, S. 88, P/481.

der vollständige Leistungsabwurf bei gleichzeitigem Versagen der Regeleinrichtung und schließlich das Anfahren, da hierbei in den Brennelementen höhere Temperaturen als im Gleichgewichtszustand erreicht werden und der Kessel u. U. erhöhten Spannungen ausgesetzt ist.

Reaktivität. Es wird heute angenommen, daß ein Schwimmbadreaktor bis zu 1,7% und ein homogener Forschungsreaktor bis zu 4% Überschußreaktivität ohne Schaden inhärent aussteuern kann. Grundsätzlich sollte jedoch jeder Reaktor so ausgelegt werden, daß beim Regelvorgang oder bei Zwischenfällen nicht mehr als Bruchteile von 0,7% (U^{235}, thermisch) Überschußreaktivität auftreten können.

3.823 2 Begrenzen des Reaktivitätsvorrates

Um sicherzustellen, daß Exkursionen im Rahmen des technisch Zulässigen bleiben, gibt es praktisch nur ein radikales Mittel, nämlich die Beschränkung des in den Reaktor eingebauten oder in ihm während des Betriebs entstehenden Reaktivitätsvorrats.

Nötiger Reaktivitätsvorrat. Jeder Reaktor muß über einen bestimmten Reaktivitätsvorrat verfügen, der vor allem vom Zweck und der Leistungsdichte des Reaktors abhängt. Wir betrachten zunächst die Verhältnisse in thermischen Reaktoren.

Um die Leistung des Reaktors ändern zu können, insbesondere um ihn bei konstanter Temperatur an- und abfahren zu können, benötigt der Reaktor einen Reaktivitätsvorrat von rund 0,1 bis 0,2%.

Für die Xenon- und Samariumvergiftung sind im stationären Zustand bei hohen Leistungsdichten weitere $\sim$ 5% nötig.

Für Kraftwerksreaktoren kann es wichtig sein, daß der Reaktor nach dem Abschalten zu jeder Zeit wieder eingeschaltet werden kann. Da aber die Xenonvergiftung nach dem Abschalten noch für mehrere Stunden zunimmt, müssen in diesem Fall statt $\sim$ 5% bis zu $\sim$ 15% Überschußreaktivität zur Verfügung stehen.

Die für einen wirtschaftlichen Abbrand einzubauende Überschußreaktivität liegt ebenfalls in der Größenordnung von 5%, während für den Unterschied zwischen kaltem und heißem Reaktor bis zu weiteren 5 bis 10% vorhanden sein müssen.

Für Bestrahlungen und Experimente können sehr bedeutende weitere Reaktivitätsvorräte nötig sein.

Das Regel- und Sicherheitssystem muß in der Lage sein, den gesamten unter Umständen auflaufenden Reaktivitätsvorrat auszusteuern oder mit Sicherheit abzuschalten.

Anders als in thermischen Reaktoren spielt in Schnellen Reaktoren die Vergiftung durch Spaltprodukte praktisch keine Rolle, und zum Regeln des Reaktors genügen daher viel kleinere Überschußreaktivitäten. Der benötigte Gesamtvorrat ist daher bei Schnellen Reaktoren sehr viel kleiner als bei thermischen.

Möglicher Zuwachs zum Reaktivitätsvorrat. Während des Betriebs kann sich der in den Reaktor eingebaute Reaktivitätsvorrat vergrößern. Insbesondere kann hierzu die Bildung neuen spaltbaren Materials und der Abbrand von Reaktorgiften z. B. im Moderator beitragen. Wichtig ist in diesem Zusammenhang auch, daß sich das von den Regelstäben ausgesteuerte Reaktivitätsvolumen durch den Abbrand absorbierender Substanz in den Regelstäben beträchtlich verkleinern kann.

Besondere Vorsicht ist beim Laden von Reaktoren am Platze, da hierbei die Reaktivität stufenweise vergrößert wird (s. 3.833 2).

Macht man einen Reaktor einige Stunden nach dem Abschalten erneut kritisch, so nimmt die Reaktivität später durch den Xenonabbrand oder -zerfall bedeutend zu. Unter dem Einfluß der Kernstrahlung und der thermischen Spannung kann das

Material kriechen oder sich verwerfen, wodurch die Geometrie der Anordnung und mit ihr die Reaktivität verändert werden kann. Metallisches Uran ist hiervon insbesondere betroffen.

Begrenzen des Vorrats. Natürlich kann der Reaktivitätsvorrat eines Reaktors durch Kompromisse bzgl. der Punkte begrenzt werden, die in den beiden vorstehenden Abschnitten besprochen wurden. Darüber hinaus sind folgende Möglichkeiten gegeben:

Die Vergiftung durch Spaltprodukte kann in homogenen Reaktoren durch kontinuierliches Entfernen praktisch ganz verhindert werden. Entsprechendes gilt für die Reaktivitätsänderung durch Abbrand oder Neubildung von Spaltprodukten.

In heterogenen Reaktoren kann der Idealzustand zwar nicht bzgl. der Vergiftung durch Spaltprodukte, aber doch bzgl. Abbrand und Konversion dadurch angenähert werden, daß die Brennelemente häufig ausgewechselt oder umgesetzt werden. Praktisch ist dies nur möglich, wenn im Reaktor Mittel zum bequemen Auswechseln vorgesehen sind und wenn die Aufarbeitung der Brennelemente nicht zu teuer ist.

Die für den Abbrand benötigte Überschußreaktivität kann auf einen Bruchteil verkleinert werden, wenn dem Brennstoff soviel Neutronen absorbierender Stoff beigefügt wird, daß der Abbrand von Brennstoff den Abbrand von Neutronengift gerade ausgleicht. Strenge Kompensation ist allerdings nur für kurze Abbrandzeiten möglich, auch ist der Neutronenverlust aus wirtschaftlichen Gründen unangenehm und nur in angereicherten Reaktoren überhaupt tragbar.

Durch günstige Wahl des Reaktorgitters kann der Reaktivitätsüberschuß verkleinert werden, der für den Übergang von „kalt“ zu „heiß“ benötigt wird. Auf instabile Zwischenzustände zwischen kalt und heiß ist besonders zu achten.

3.83 Messungen und Sicherheitssystem

3.831 Messung des Reaktorzustandes

Falsche Meßergebnisse führen zu falschen oder ungeeigneten Reaktionen des Bedienenden oder des Regelsystems. Die Zuverlässigkeit des Reaktorbetriebs hängt daher zu einem Großteil von der Zuverlässigkeit der von den Meßinstrumenten angezeigten Werte ab. Um hier sicher zu sein, bedarf es im allgemeinen umfangreicher Überlegungen darüber, wann und wie das Versagen von Einzelteilen oder Verbindungsleitungen das Meßergebnis beeinflußt.

3.831 1 Betriebsdaten

Über den momentanen Betriebszustand geben die beiden grundlegenden Reaktordaten, die Flußdichte und die Periode, Auskunft. Es darf niemals vorkommen, daß eine dieser beiden Grunddaten nicht oder wesentlich falsch gemessen wird. Mit anderen Worten: Der Reaktor darf niemals „blind“ sein. Gelegentlich ist es erwünscht, daß der Anteil schneller Neutronen getrennt angezeigt wird.

Die Gamma-Flußdichte gibt eine unabhängige Auskunft über den Reaktor, jedoch ist hier der Zusammenhang mit dem momentanen Zustand wegen der verzögerten Aussendung der Gamma-Strahlung durch die Spaltprodukte komplizierter. Der Hauptvorteil einer Messung der Gamma-Flußdichte liegt darin, daß ein plötzlicher Anstieg der Gamma-Intensität als Alarmsignal zu werten ist.

In homogenen Leistungsreaktoren sollte die Brennstoffkonzentration meßbar sein.

Einen wichtigen Teil der Betriebsdaten liefern die Messungen der Kühlmittel- bzw. Moderatoraktivität, durch die der Zustand der Brennelemente überwacht wird.

Neben den im normalen Kraftwerk benötigten Daten sind folgende nicht kernphysikalische Messungen für das Regel- und Sicherheitssystem besonders wichtig:

Temperatur des Kühlmittels und des Moderators, gegebenenfalls auch der Brennelemente. — Kühlmittelfluß. — Flüssigkeitspegel. — Dampfdruck. — Thermische und elektrische Leistung. — Lage und Bewegung der Regel- und Sicherheitsstäbe. — In wassermoderierten Reaktoren die Knallgaskonzentration.

3.831 2 Meßbereiche

Der Neutronenfluß eines Leistungsreaktors überstreicht zwischen dem ersten kritischen Experiment bei der Inbetriebnahme und der vollen Leistung 8 bis 10 Zehnerpotenzen. Dieser ganze Bereich kann nicht mit einem einzigen Meßfühler und selbstverständlich nicht mit nur einer linearen Anzeige überstrichen werden. Die Meßbereiche der einzelnen Meßfühler bzw. Anzeigegeräte müssen sich überlappen, damit jeder Betriebszustand mit Sicherheit gemessen werden kann. Zwischen den einzelnen Meßbereichen wird bei den meisten Reaktoren heute noch manuell umgeschaltet. Die Schalter dürfen dabei keine toten Stellungen haben, durch welche Leistungslosigkeit vorgetäuscht würde. An den Registrierstreifen soll der momentan verwendete Meßbereich bzw. bei Mehrfachschreibern die Meßstelle erkennbar sein.

Der gesamte Leistungsbereich kann durch ein einziges Instrument nur in logarithmischer Anzeige überstrichen werden. Diese Art der Registrierung muß zur Kontrolle unbedingt neben der linearen angewendet werden. Sie hat den Vorteil, daß nicht umgeschaltet zu werden braucht und daß daher auch keine blinden Schalterstellungen und keine blinden Zeiten während des Umschaltens möglich sind.

Die Geräte müssen in den untersten Meßbereichen in der Lage sein, bereits die zum Anfahren benutzte Neutronenquelle anzuzeigen (s. 3.881). Außerdem sollen die Geräte um den Faktor 10 bis 100 gegen Durchbrennen und ballistische Überlastung sicher sein.

3.831 3 Auswahl der Meßorte und Meßgeräte

Ganz allgemein sollen Meßgeräte so angeordnet werden, daß sie leicht zugänglich und leicht reparierbar oder ersetzbar sind. Der Ort für kernphysikalische Meßgeräte hängt ab von der Qualität und Intensität der zu messenden Strahlung sowie vom Störpegel. Durch geeignete Wahl des Meßortes kann man z. B. ein günstiges γ-n-Verhältnis erreichen.

Sehr häufig kommt die Wahl eines Meßortes auf einen Kompromiß zwischen Intensität der Strahlung und der Dauerstandfestigkeit des Meßfühlers heraus. Einerseits wünscht man, mit möglichst unempfindlichen Meßfühlern auszukommen, und muß daher möglichst nahe an den Reaktorkern herangehen. Andererseits werden aber bei den hohen im Reaktorkern üblichen Neutronen- und Gamma-Flußdichten die Meßfühler zu schnell ausgebrannt und zeigen dann zu geringe Werte an. Ganz besonders gilt dies für Spaltkammern und Borzähler, die praktisch überhaupt nur während der ersten Schritte des Anfahrens benötigt werden und dann mit Hilfe eines fernbedienten Motors in eine abgeschirmte Zelle gefahren oder durch eine bewegliche Abschirmung vor weiterer Strahlung geschützt werden. Aus entsprechenden Gründen sind Ionisationskammern mit zirkulierendem Gas vorzuziehen.

An solchen Stellen, an denen unter Umständen radioaktives Gas oder Wasser durch Leckbildung austreten könnte, sollten Monitoren angebracht werden. Hierbei werden vorteilhaft Beta-Zähler verwandt, die gegen die durch die Rohrleitungen tretende Gamma-Strahlung diskriminieren. Sorgfältig sind insbesondere die Wasserpumpen und Armaturen des Primärkreises zu überwachen.

Starkes Ansteigen der primären bzw. sekundären Kühlwasseraktivität ist ein Zeichen dafür, daß der Überzug eines Brennelements bzw. die Trennwand eines Wärmetau-

schers undicht geworden ist. Daher muß die Aktivität des primären und sekundären Kühlkreises laufend gemessen werden. Das den Reaktor verlassende Kühlwasser gibt eine energiereiche Beta- und Gamma-Strahlung zum Teil bei kurzer Halbwertszeit ab, daher ist es günstiger, die Meßsonde in das dem Reaktor zufließende Wasser einzuführen.

Geräte zur Überwachung der Luft auf radioaktive Aerosole können in der Nähe der Luftfilter angebracht werden. Die radioaktiven Partikel sammeln sich auf dem Filter an und melden so den Strahlungspegel.

3.831 4 Elektrische Zuverlässigkeit von Meß- und Regelanlagen

Die Zuverlässigkeit einer Meß- und Regelanlage hängt von der Zuverlässigkeit der Einzelteile und ihrer Komponenten ab. Wir zählen im folgenden einige mögliche Fehler auf, deren Vermeidung für jede Anlage schon beim Entwurf im einzelnen überlegt werden muß, damit eine möglichst geringe Störanfälligkeit erreicht wird.

1. Kurzschluß in Ionisationskammern oder Zählrohren täuscht zu hohe Reaktorleistung vor.
2. Ausbrand durch Neutronenstrahlung oder Altern im Betrieb von Ionisationskammern und Zählrohren kann zu große oder zu kleine Reaktorleistung vortäuschen.
3. Leitungsunterbrechung durch Bruch an bewegten Stellen, Korrosion, kalte Lötstellen. Um die Neutronenaktivierung von Kupferdraht zu vermeiden, wird gelegentlich Bleidraht verwendet, der aber sehr brüchig und empfindlich ist.
4. Kurzschluß oder Erdungsschluß, namentlich an bewegten Teilen, aber auch durch Verschlechterung der Isolation unter Strahleneinwirkung. Die empfindlichste und am weitesten vom Meßinstrument entfernte Stelle einer Leitung sollte nach Möglichkeit geerdet werden.
5. Gitter-Kathoden- und -Anodenschlüsse in Verstärkerröhren.
6. Spannungsquelle fällt aus oder liefert zu niedrige bzw. zu hohe Spannung. Bei zu hoher Spannung können Zählrohre durchschlagen.
7. Um zu verhindern, daß trotz Defekt eines Relais die durchzuführenden Schaltungen nicht unterbleiben, müssen die Kontakte wenigstens zweier Relais hintereinander geschaltet werden, wenn der geschaltete Strom ausgeschaltet werden soll. Soll der Strom mit Sicherheit eingeschaltet werden, so müssen die Kontakte von wenigstens zwei Relais parallel geschaltet werden.
8. Relais, die auf Strom ansprechen sollen, arbeiten nur, solange die Stromquelle zur Verfügung steht. Relais, die einen Schnellschluß auslösen, müssen daher immer auf das Abschalten des Stromes ansprechen.

In den meisten Fällen können Leitungen, Röhren usw. durch Zusatzrelais kontrolliert werden, die beim Auftreten eines Schadens Alarm geben. Allerdings darf nicht übersehen werden, daß Relais — abgesehen vom Meßrelais — auf langsame Änderungen schlecht ansprechen. Ferner hat sich in der Praxis ergeben, daß die sehr große Zahl benötigter Relais ihrerseits wieder kaum zu überwachen ist. Diese Schwierigkeiten können nur auf einem einzigen zuverlässigen Weg vermieden werden: Die entscheidenden Informationen werden wenigstens zweifach unabhängig gemessen, übertragen, verarbeitet und rückgeführt. Ein Differenzanzeiger für das Endresultat der beiden Wege und ein besonderes Relais für Verlust der Stromversorgung beider Meßkreise genügt dann, um im Störungsfall einen Alarm auszulösen. Praktisch macht man von dieser Möglichkeit nur in den Meß- und Regelkanälen Gebrauch, auf denen die lineare Anzeige der Neutronenflußdichte basiert. Eine übermäßige Differenz zwischen den beiden parallel laufenden Kanälen zeigt an, daß einer von beiden nicht vorschriftsmäßig arbei-

tet, und löst je nach Größe der Differenz einen Alarm bzw. einen langsamen oder schnellen Schluß des Reaktors aus. In Kraftwerksanlagen ist das Risiko allerdings zu groß, das dadurch entsteht, daß bei Ausfall eines einzigen Meßkanals bereits der Reaktor abgeschaltet werden muß. In diesem Falle wird man daher drei parallele Kanäle vorsehen. Ein Schaden an einem Meßgerät ist dann leicht zu erkennen und macht die Abschaltung des Reaktors nicht notwendig.

Bei Forschungsreaktoren müssen unter Umständen Vorkehrungen zur Kompensation des Differenzzeigers getroffen werden, damit der Reaktor auch bei stark unsymmetrischer Flußverteilung (Bestrahlung absorbierender Substanz, verschieden starkes Eintauchen von Regel- oder Sicherheitsstäben) arbeiten kann. Die Unsymmetrie kann z. B. elektrisch am Differenzzeiger oder im Reaktor selbst durch Verwendung von Abstimmstäben (Shims) kompensiert werden.

3.832 Allgemeine Überwachungsmessungen

Für alle Überwachungsmaßnahmen ist letztlich entscheidend, daß für keinen der Betroffenen die zulässige Toleranzdosis — zur Zeit 0,3 r/Woche und 5 r/Jahr — überschritten wird. Diese Forderung bedingt zunächst, daß an den Stellen, an denen Menschen mit radioaktiven Stoffen in Berührung kommen, oder von denen Radioaktivität einen überwachbaren Bezirk verlassen kann, Meßgeräte — Dosimeter und Monitoren — mitgeführt bzw. angebracht werden, welche eine Messung der Dosisleistung oder der Dosis erlauben. Die Meßgeräte müssen empfindlich genug sein, um noch Dosisleistungen wesentlich unterhalb des Toleranzwerts anzuzeigen. Diese letztere Forderung ist bei kompakten Gamma-Strahlenquellen im allgemeinen leicht zu erfüllen, macht aber bei allen Formen gas- und staubförmiger Aktivität, namentlich bei Alpha- und Beta-Strahlern, große Schwierigkeiten. Problematisch sind z. B. Strontium und Plutonium. Die Meßgeräte müssen in regelmäßigen Abständen auf ihre Funktionsrichtigkeit geprüft werden. Die Meßergebnisse wichtiger Geräte sind kontinuierlich zu registrieren. Hierfür eignen sich Mehrfarben-Vielpunktschreiber besonders gut, da es sich durchweg um langsame Änderungen der Meßwerte handelt.

Folgende Arten von Meßstellen, Meßgeräten und Maßnahmen sind üblich:

1. Alle im Betrieb beschäftigten Personen sind mit Taschendosimetern und Filmdosimetern auszurüsten. Letztere integrieren die Strahlenbelastung über eine längere Zeit, z. B. einen Monat, und sollen von einer unparteiischen Stelle ausgewertet werden. Filmdosimeter sollen mehrere Filme unterschiedlicher Empfindlichkeit enthalten, die zudem auf verschiedene Arten von Strahlung ansprechen. — Taschendosimeter für den Normalbetrieb verwenden grundsätzlich das Prinzip der Ionisationskammer. Sie werden am Arbeitsplatz vom Benutzer selbst geladen und abgelesen. Staub, der an dem Isoliermaterial hängenbleibt, führt zu vorzeitiger Entladung des Dosimeters und täuscht daher zu hohe Strahlenbelastung vor. Es ist deshalb üblich, zwei Dosimeter mit sich zu führen und die kleinere der beiden abgelesenen Dosen für richtig anzusehen. Über die Strahlenbelastung ist gewissenhaft Buch zu führen.
2. Nur für den Katastrophenfall dienen Glasplaketten und dergleichen.
3. Zur genauen und laufenden Messung, namentlich bei der Durchführung von Experimenten, sind kleine tragbare Geiger- oder Szintillationszähler für die verschiedenen vorkommenden Strahlungsarten gebräuchlich. Dem Ausführenden eines schwierigen oder unübersichtlichen Experiments ist unter Umständen eine Person beizugeben, die mit Hilfe solcher tragbaren Geräte durch laufende Überwachung beim Experiment für Einhalten der vorher festgesetzten Toleranzdosen sorgt.
4. Zur Überwachung der Luftaktivität sind im Gebäude große Ionisationskammern oder Zählrohre als Monitoren verteilt.

5. Weitere Monitoren sind vor allem an solchen Stellen anzubringen, an denen Radioaktivität nach außen dringen kann. Insbesondere muß das Entlüftungssystem und der Zulauf zur Kanalisation durch Meßgeräte überwacht werden.
6. Gegebenenfalls sind schließlich in der weiteren Umgebung einer Station Monitoren zur laufenden Überwachung der Atmosphäre aufzustellen. Sie dienen nicht nur der allgemeinen Sicherheit, sondern auch dem eigenen Schutz vor anderenfalls nicht überprüfbaren Haftpflichtansprüchen.
7. Radioaktiver Staub ist außerordentlich gefährlich. Namentlich bei Reparaturen muß die Luft laufend auf das Vorhandensein radioaktiver Aerosole überprüft werden. Hierfür gibt es Spezialstaubsauger, die auf einem Filterpapier die Aktivität der durchgesaugten Luft festhalten. Das Filterpapier wird dann mit einem großflächigen Zähler untersucht. Andere Verfahren verwenden Fällung durch elektrische Felder oder Glimmentladungen.
8. Um oberflächliche Verseuchung zu messen, wird mit einem Filterpapier, gegebenenfalls zusammen mit einem organischen Lösungsmittel[1]) (z. B. Versene) abgewischt. Auf der kleinen Fläche des Filterpapiers wird so die Aktivität einer großen Fläche konzentriert und dadurch leichter meßbar gemacht (Wischtest).
9. Da durch Berühren mit Händen und Füßen Radioaktivität leicht verschleppt werden kann — insbesondere auch in den Körper — ist man vielfach dazu übergegangen, am Ausgang aktiver Räume „Strahlungsdetektoren" aufzustellen[2]). Wer den Raum verlassen will, hat an diesen Geräten festzustellen, ob insbesondere an Händen und Füßen keine unzulässig große Aktivität haftet (s. hierzu auch 2.7).

3.833 Das Sicherheitssystem

Erfahrungsgemäß treten im normalen Betrieb eines Reaktors gelegentlich Unregelmäßigkeiten auf. Sofern sich eine unmittelbare Gefahr anzeigt, muß der Reaktor mit Hilfe des sog. Schnellschlusses sofort abgeschaltet werden. Namentlich bei Hochleistungsreaktoren wird man jedoch die mit einem Schnellschluß notwendig verbundenen Schwierigkeiten (z. B. thermische Spannungen in Brennelementen, Ausfall der ans Netz abgegebenen Leistung) möglichst zu vermeiden suchen. Auf Unregelmäßigkeiten wird daher besser mit langsamem Schluß des Reaktors durch Einfahren der Stäbe oder mit der normalen Abfahrroutine geantwortet.

Durch besondere Verriegelungen ist dafür zu sorgen, daß der Reaktor nur angefahren werden kann, wenn alle Voraussetzungen hierfür erfüllt sind.

3.833 1 Signale

In jedem Falle müssen Abweichungen vom normalen Betriebszustand und ihre Art durch optische, gegebenenfalls auch durch akustische Signale selbsttätig angezeigt werden. Das Signal muß aufhören, sobald der abnorme Zustand aufhört. Andererseits muß auch nach Ende des abnormen Zustandes noch ersichtlich sein, wo der Alarm ausgelöst worden ist. Zu jeder Leitung, über die ein Alarm ausgelöst werden kann, gehört also zu der beschriebenen Anzeige noch z. B. eine Meldelampe, die auch nach Erlöschen der ersten Anzeige weiterleuchtet und erst durch besonderen Befehl (Druckknopf) ausgeschaltet werden kann. Die Abweichung vom normalen Betriebszustand des Reaktors muß in erster Linie in der Zentrale angezeigt werden, zusätzlich kann eine Meldung auch an Ort und Stelle erfolgen. Die Zentrale muß durch Gegensprechanlagen

---

[1]) BRAB Conference Report No. 3. Laboratory Design for Handling Radioactive Materials. Research Correlation Conference 27. u. 28. Nov. 1951, S. 80.

[2]) Bureau International du Travail. La Protection des Travailleurs contre les Radiations Ionisantes. Genf 1955, S. 27.

überall im Gebäude erreichbar sein. Es empfiehlt sich, selten begangene Meßstellen wenigstens mit Anschlüssen für die Gegensprechanlage zu versehen.

Bei empfindlichen Messungen ist es wichtig, über den Nulleffekt Bescheid zu wissen. Da dieser in einer Reaktorstation aber von der Leistung des Reaktors abhängt, kann es nützlich sein, z. B. durch ein rotes Blinklicht überall im Gebäude anzuzeigen, daß der Reaktor in Betrieb ist, und bei Änderungen der Reaktorleistung die neue Leistung durch das Gegensprechsystem auszurufen.

Alarmsignale müssen überall wahrnehmbar sein.

3.833 2 Verriegelungen

Ganz besonders wichtig ist z. B., daß ein Reaktor nur dann angefahren werden darf, wenn in ihm eine Quelle von Neutronen vorhanden ist, deren Intensität ausreicht, um von den Meßgeräten registriert zu werden. Da der Reaktor im unterkritischen Gebiet als Neutronenverstärker wirkt, kann aus der Neutronenverstärkung jeweils der Abstand vom kritischen Zustand berechnet werden. Beim Fehlen einer Neutronenquelle kann aber keine Verstärkung gemessen werden. In diesem Fall ist der Reaktor blind, was durch Verriegelung unter allen Umständen vermieden werden muß.

Durch weitere Verriegelungen kann der Betrieb des Reaktors an die Bedingung geknüpft werden, daß alle Pumpen und die Knallgasrekombination laufen, daß nicht benutzte Bestrahlungskanäle geschlossen und die Sicherheitsstäbe ausgefahren sind usw.

Umgekehrt muß beim Laden, Auswechseln oder Entladen dafür gesorgt sein, daß die Sicherheitsstäbe eingefahren sind. Anderenfalls könnte eine bedeutende Überschußreaktivität entstehen, wenn sich ein Brennelement von der Lademaschine löst und in den Reaktor fällt.

3.833 3 Automatisches Abschalten

841.1 Sicherheitssystem eines Kraftwerksreaktors

		Wirkung des Sicherheitssystems			
		Schnellschluß	Stäbe einfahren	Reaktor abfahren	Anzeige
Neutronenflußdichte	120 %			+	+
(100 % = Sollwert)	150 %	+			+
Periode	15 s			+	+
	5 s		+		+
	3 s	+			+
Differenzanzeige im linearen Kanal (100 % = Neutronenflußdichte)	20 %			+	+
Kühlwasserumlauf	60 %			+	+
	80 %		+		+
Stromversorgung (Instrumente)	Ausfall		+		+
Stromversorgung (Pumpen)	Ausfall		+		+
Druck und Temperatur	zu hoch			+	+
	zu niedr.				+
Lastabwurf			+		+
Kühlwasseraktivität	300 % norm.			+	+
Lüftung	Ausfall				+
Radioaktivität im Raum	300 % norm.				Sirene

Die Tab. **841.1** zeigt an einigen Beispielen, wie das Sicherheitssystem ausgelegt sein kann. Auf fehlerhaftes Verhalten des Reaktors, des Zubehörs oder auf Radioaktivität reagiert das Sicherheitssystem verschieden schnell und mit verschieden starken Gegenmaßnahmen.

3.833 4 Arten des Schnellschlusses

Je nach Art des Reaktors können verschiedene Arten des Schnellschlusses angewandt werden:

1. Einschießen von absorbierenden Regel- oder Sicherheitsstäben, Ausfahren von Brennstoff.
2. Verschlechterung der Moderation und Vergrößerung der Leckverluste durch Einblasen von Stickstoff in den Wassermoderator, Ablassen des Moderators in einen Tank, Entfernen von Teilen des Reflektors.
3. Chemische Vergiftung, z. B. Einspritzen von Borsäure mittels Preßluft.
4. Bei homogenen Reaktoren: Ablassen der aktiven Flüssigkeit in einen Tank mit niemals kritischer Geometrie, also z. B. in einen länglichen Zylinder.

Die angegebenen Methoden lassen sich teilweise auch zum Regeln verwenden. Borsäure ist jedoch auszuschließen, da beim Sieden der Flüssigkeit durch Hohlraumbildung (Dampfblasen) positive Reaktivität in den Reaktor eingeführt werden kann.

3.833 5 Auslösung des Schnellschlusses

Da der Schnellschluß eines Reaktors mit absoluter Zuverlässigkeit durchführbar sein muß, darf die Auslösung nicht von äußeren Energiequellen abhängen. Die Energie, die zum Bewegen der den Kernprozeß unterbrechenden Teile nötig ist, muß daher immer gespeichert vorliegen. Ursprünglich hat man sich hierzu vorzugsweise der Schwerkraft bedient. Heute werden in der Regel Federn benutzt, namentlich um eine hohe Anfangsbeschleunigung zu erhalten. Werden die Sicherheitsstäbe mit Preßluft eingeschossen, so ist darauf zu achten, daß die Bildung von Luftpolstern vermieden wird, welche die Bewegung der Sicherheitsstäbe hemmen können. Ferner ist regelmäßig in bestimmten Zeitabständen zu überprüfen, ob in den Preßluftbehältern genügend Druck vorhanden ist.

Auch das Ausklinken muß ohne Energiezuführung von außen erfolgen. Es ist üblich, die Sicherheits- und Regelstäbe an Elektromagneten aufzuhängen oder sie magnetisch mit einer Haltevorrichtung zu verklinken. Beim Unterbrechen der Stromzufuhr löst sich die Verklinkung, und die Stäbe werden in den Reaktor gestoßen. Die Zeit zwischen Abschalten des Haltestroms und Ablösen des Stabes von der Halterung hängt von der Selbstinduktion der Magnetspule und der Stärke des Haltestroms ab. Um diese Zeit zu verkleinern, kann man den Haltestrom proportional der Differenz z. B. zwischen dem momentanen Neutronenfluß und demjenigen Fluß machen, bei dem der Schnellschluß ausgelöst wird. In der Nähe dieses letzteren Wertes sind die Haltekräfte dann nur noch schwach.

Neben dieser Methode der Magnethalterung werden neuerdings Schmelzsicherungen vorgeschlagen: Sicherheitsstäbe werden an solchen Stellen, die im Ernstfall besonders schnell heiß werden, mit einem kernbrennstoffhaltigen Lot befestigt. Bei zu hohem Neutronenfluß erhitzt sich die Lötstelle durch Kernreaktionen bis zum Schmelzen und gibt dann den Stab frei. Entsprechend kann z. B. die Verschlußmembran einer Borinjektionseinrichtung mit einem solchen Lot aufgebracht werden.

3.833 6 Vorsätzliches Ausschalten der Sicherheitseinrichtung

Bei der Überprüfung eines Reaktors, bei bestimmten Meß- und Eichaufgaben, beim Betrieb von Forschungsreaktoren und bei unvorhergesehenen Vorfällen kann es notwendig werden, Teile des Sicherheitssystems auszuschalten und den Reaktor trotzdem laufen zu lassen. Als oberster Grundsatz gilt hierfür, daß nichts dem Zufall überlassen werden darf. Die Praxis hat gezeigt, daß im Ernstfall das Ausschalten von einem Teil der Sicherheitseinrichtung nur dann ohne Gefahr möglich ist, wenn einer der beiden folgenden Fälle vorliegt.

1. Die Ausschaltung ist für einen bestimmten Zweck geplant und genau durchüberlegt. Ein Beispiel hierfür ist die Eichung der Reaktorleistung in thermischen kW bei ausgeschaltetem Kühlwasserfluß.
2. Die Ausschaltung war für einen möglichen Zwischenfall geplant und durchgedacht.

Als allgemeiner Grundsatz gilt für den normalen Betrieb von Forschungs- oder Kraftwerksreaktoren, daß es nicht möglich sein darf, die an folgende Messungen gekoppelten Sicherheitskreise abzuschalten: 1. Zwei lineare Messungen für die Neutronenflußdichte; 2. Differenz zwischen diesen beiden Messungen; 3. Messung der Reaktorperiode.

3.833 7 Dimensionierung der Regelung und des Schnellschlusses

Im Rahmen der Sicherheitsüberlegungen ist die Festlegung von Zahl, Art, Verteilung und Reaktivitätswert der Regel- und Sicherheitsstäbe ein besonderes Problem. Um zu starke Flußverzerrung zu vermeiden, wird im allgemeinen die auszusteuernde Reaktivität auf möglichst viele Stäbe verteilt. Nach Möglichkeit soll die Normalstellung der Regelstäbe zugleich ihre empfindlichste Stellung sein. Diese wird von einem Stab dann eingenommen, wenn das in den Reaktor ragende Ende etwa in der Mitte des Reaktorkerns steht.

Konstruktive Schwierigkeiten entstehen dadurch, daß die Regelstäbe unter allen Umständen, also auch bei Bruch von Einzelteilen, frei beweglich bleiben müssen. Etwaiges Verwerfen von Konstruktionsteilen darf nicht zum Klemmen führen. Durch Kühlung muß dafür gesorgt werden, daß die Regelstäbe keine zu hohen Temperaturen annehmen. Der Kühlmittelfluß darf die freie Bewegbarkeit der Stäbe jedoch nicht beeinträchtigen und soll auch nicht Anlaß zu mechanischen Schwingungen (Flattern) geben. Die Antriebsmotoren für die Regelstäbe müssen häufig durch einen besonderen Kreislauf mit Kühlwasser versorgt werden.

Die anfangs erwähnten Schwierigkeiten bei der Projektierung der Regelanlage ergeben sich im wesentlichen aus:

1. Mängeln in der Theorie des einzelnen Regelstabs, da bislang der Reaktivitätswert des ganzen Stabes und die Reaktivität als Funktion der Stellung des Stabes nur mit beschränkter Genauigkeit berechnet werden konnte.
2. Mängeln in der Theorie mehrerer Regelstäbe. Hier ist zu berücksichtigen, daß sich die einzelnen Regelstäbe durch Flußverzerrung (Schattenwurf) gegenseitig beeinflussen.
3. Änderungen der Neutronenflußverteilung im Laufe der Zeit durch Inhomogenität des Abbrandes sowohl der Brennelemente als auch der Regelstäbe, durch die Xenonvergiftung und durch den Abbrand der vergiftenden Verunreinigungen im Reaktor.

Die Anfangsbeschleunigung der Sicherheitsstäbe bei einem Schnellschluß ist so zu bemessen, daß die mit der maximal möglichen Reaktivitätsexkursion verbundene Leistungsexkursion durch den Schnellschluß noch innerhalb der technisch zulässigen Grenzen gehalten wird.

Um mechanische Schäden zu vermeiden, sind für die Regelstäbe Endschalter vorzusehen, die eine Bewegung über die beiden Endpositionen hinaus verhindern. Um schließlich den beim Schnellschluß auf die Sicherheitsstäbe übertragenen Stoß abzufangen, sind Stoßdämpfer anzubringen.

3.833 8 Prüfen der Reaktoranlage und ihre Inbetriebnahme

Bevor ein Reaktor in Betrieb genommen wird, ist außer den Hilfsbetrieben das Sicherheitssystem ganz, und falls nicht anders möglich, wenigstens in Teilen auf Funktionsrichtigkeit zu prüfen. Dabei sollen so weit wie möglich dieselben Meßfühler verwendet werden, die auch im richtigen Betrieb gegebenenfalls ein Alarmsignal o. dgl. auslösen würden. Falls dies nicht möglich ist, wird den Meßgeräten ein Prüfsignal zugeführt, das elektrisch demselben Weg folgt wie ein echtes Betriebssignal und den Mechanismus betätigt.

Die erste Inbetriebnahme des Reaktors erfordert große Umsicht. Zunächst wird die Anlage mit niedriger Leistung betrieben, um feststellen zu können, ob die Regeleinrichtung die Reaktorleistung hinreichend genau konstant hält. Erst nach einiger Zeit einwandfreien Betriebs wird die Reaktorleistung erhöht. Nachdem die befriedigende Funktion der Regelanlage festgestellt ist, überzeugt man sich, daß durch eine geringfügige Überschreitung des zulässigen Neutronenflusses „Schnellschluß" ausgelöst wird. Anschließend wird die Schnellschlußauslösung durch das Periodenmeßgerät geprüft. — Schließlich vergewissert man sich durch Messung, daß der Temperaturkoeffizient der Reaktivität negativ ist.

Gründliche Hauptuntersuchungen der Reaktoranlagen in regelmäßigen Zeitabständen haben sich als nützlich erwiesen. Über jede Prüfung einer Anlage muß ein Prüfprotokoll ausgefertigt werden.

3.84 Exotherme chemische Reaktionen

3.841 Thermitartige Reaktionen

Als Folge von Leistungsexkursionen können manche Bauteile übermäßig erhitzt werden und dann mit dem Sauerstoff aus Wasser oder Luft exotherme Reaktionen eingehen[1]). Diese Reaktionen können explosiven Charakter annehmen und dabei nicht nur den Reaktor teilweise zerstören, sondern auch fein verteilte Radioaktivität in großen Mengen freisetzen. Außer der Wasser-Natrium-Reaktion sind insbesondere die oberhalb etwa 250 °C einsetzenden Reaktionen zwischen Wasser einerseits und Uran, Aluminium und Zirkon andererseits zu nennen. Zwischen Kohlenwasserstoffen und Uran, Aluminium und Zirkon ist keine exotherme Reaktion möglich.

Die Uran-Wasser-Reaktion kann im Grunde nur durch die Verwendung von Uranoxyd als Brennstoff vermieden werden. Die neuerdings diskutierte Verwendung von Blei- und Wismutloten zwischen metallischem Uran und dem Überzug des Brennelements ist noch nicht erprobt.

Die chemischen Reaktionen setzen zwar bereits oberhalb von 250 °C ein, jedoch muß zur Auslösung einer explosiven Reaktion die genannte Einsatztemperatur wesentlich überschritten werden. Nach neueren Ergebnissen können allerdings katalytische Wirkungen und die im Reaktor vorhandene Kernstrahlung die Zündtemperatur merklich herabsetzen.

Mindestens für thermische Reaktoren läßt sich abschätzen, daß beim Durchgehen

---

[1]) McCullough, C. R., Mills, M. M., u. Teller, E., The Safety of Nuclear Reactors. Genf. Ber. 1955, Bd. 13, S. 79, P/853.

eines Reaktors der überwiegende Teil der maximal frei werdenden Energie aus chemischen Reaktionen und nicht aus Kernreaktionen stammen würde. Der Grund für diese überraschende Tatsache liegt darin, daß eine Kernkettenreaktion durch geringfügige Lageveränderung der Einzelteile zum Abbrechen gezwungen werden kann, nicht aber eine chemische Kettenreaktion.

3.842 Staubexplosionen und dergleichen

Plutonium, Thorium, Beryllium und Zirkon sind in feiner Verteilung an Luft oder in Berührung mit stark oxydierenden Chemikalien, wie z. B. Salpetersäure, pyrophor. Hieraus und aus der Giftigkeit der ersten drei genannten Substanzen entstehen wesentliche Schwierigkeiten bei der chemischen Aufarbeitung und bei der mechanischen Bearbeitung.

3.843 Knallgasexplosionen

In wassermoderierten oder -gekühlten Reaktoren sowie in technischen Bestrahlungsanlagen entstehen durch den Zusammenstoß von Neutronen, Elektronen und Gamma-Strahlen mit den Wassermolekülen je kWh einwirkender Strahlung rund 5 bis 50 l Knallgas unter Normalbedingungen. Eine Explosion des Knallgases gefährdet die Reaktoranlage in erheblichem Maße. Auch bei einer weniger heftigen Verbrennung des Knallgases kann ein Überdruck entstehen, der das im Reaktorkern vorhandene Blasenvolumen (Knallgas und beim Siedewasserreaktor auch Dampfblasen) auf einen Bruchteil komprimiert und den Reaktor dabei überkritisch macht. Zur Vermeidung dieser Gefahren stehen folgende Mittel zur Verfügung:

1. Beigabe eines Katalysators für die Knallgasrekombination noch in statu nascendi. Ein Hauptproblem dürfte die Stabilität des Katalysators unter dem Einfluß von Strahlung sowie von inaktivierenden Korrosions- und (im homogenen Reaktor) Spaltprodukten sein.
2. Unter atmosphärischem Druck entstehen bei einer Knallgasdetonation maximal etwa 15 at Überdruck. Wird der Reaktor mit allen Rohrleitungen unter Berücksichtigung des auftretenden Überdrucks ausgelegt, so besteht wenigstens bezüglich der mechanischen Sicherheit für die Anlage keine Gefahr.
3. Mit der über dem Wasserspiegel ohnehin vorhandenen Gasatmosphäre wird das Knallgas im Kreislauf durch einen Rekombinator gepumpt und dort zu Wasser rekombiniert. Neben den hauptsächlich verwendeten Platinkatalysatoren ist auch eine Rekombination mittels Gasentladung, elektrischem Funken und Verbrennung vorgeschlagen worden. Das Leitungssystem darf keine unbelüfteten toten Ecken enthalten, in denen sich Knallgas ansammeln kann.
4. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Flamme kann durch Verdünnen mit chemisch inertem Gas herabgesetzt werden. Ferner wird die Flammenausbreitung durch Einbau von Netzen, ähnlich wie in Grubenlampen, wirksam unterbunden.
5. Bei höheren Temperaturen, wie sie in Kraftwerksreaktoren vorkommen, ist das Knallgas-Wasser-Gleichgewicht so stark zugunsten des Wassers verschoben, daß der Knallgaspegel automatisch unter der kritischen Konzentration bleibt.

3.85 Vorbeugende Mittel zur Begrenzung eines Schadens

Da es außerordentlich schwer ist, eine wirksame Atombombe zu bauen, kann die Kernexplosion eines technischen Reaktors von vornherein als unmöglich ausgeschlossen werden. Der maximale mechanische Schaden, der von einer Kernenergieanlage

ausgehen kann, ist von derselben Größenordnung wie bei herkömmlichen Kraftwerken und stellt daher nicht das eigentliche Problem dar.

Der mögliche Umfang eines Schadens wird bestimmt durch die Menge eventuell unkontrolliert austretender, meist feinst verteilter Radioaktivität. Um die Folgen eines denkbaren Reaktorschadens zu begrenzen, sind also vorbeugende technische Mittel in die Anlage einzubauen, die es erlauben, die ausgetretene Radioaktivität örtlich unter Kontrolle zu halten.

3.851 Sekundäre Hülle

Die Hauptquelle für Radioaktivität in einem Reaktor sind die Brennelemente. Zunächst ist durch ihren Überzug dafür gesorgt, daß keine radioaktiven Stoffe in das Kühlsystem übertreten können. Weitere Barrieren für die Radioaktivität sind der Reaktorkessel und die Trennwand zwischen primärem und sekundärem Kühlkreis sowie die Trennwand zwischen dem sekundären Kühlkreis und dem Kühlwasser im Kondensator. Bei einem Reaktorschaden können eine oder mehrere dieser Schranken für die Radioaktivität durchbrochen werden. Man baut daher neuerdings die Reaktoren mitsamt Wärmetauschern in große Stahl- oder Betonkessel ein[1]), die sekundäre Hüllen (secondary containment) genannt werden. Diese müssen in der Lage sein, die gesamte bei einem Schaden maximal freiwerdende Energie zu speichern. Der Druck, der durch die Verdampfung des Wassers und durch die Expansion der in der sekundären Hülle enthaltenen Luft entsteht, muß selbstverständlich mit Sicherheit unterhalb des maximal zulässigen Druckes für die sekundäre Hülle bleiben. Dabei ist nicht nur die aus dem Wärmeinhalt des Wassers, sondern auch die aus chemischen Reaktionen stammende Wärmemenge zugrunde zu legen.

Damit das benötigte Volumen nicht zu groß wird, empfiehlt es sich, eine Sprühanlage zum Kondensieren des Dampfes bzw. zum Abkühlen des Gases vorzusehen. Das versprühte Wasser wäscht gleichzeitig auch einen großen Teil der etwa freigesetzten Aktivität aus dem Gas-Dampfgemisch aus.

Um von der Wasser- und Energieversorgung unabhängig zu sein, wird zweckmäßig ein Wasservorratsbehälter oberhalb der sekundären Hülle vorgesehen.

Bei chemischen Reaktionen mit dem Sauerstoff der im Reaktorgebäude enthaltenen Luft kann nach dem Abkühlen in der sekundären Hülle ein Unterdruck entstehen. Es wäre nun zu teuer, die Stahl- oder Betonhülle auch für Unterdruck stabil zu machen. Um daher vor dem Auftreten von Schäden an der Hülle sicher zu sein, sind Ventile vorzusehen, die einen Druckausgleich nur von außen nach innen ermöglichen. Dabei ist zu beachten, daß die Radioaktivität unter Umständen gegen den Gasstrom diffundieren kann.

Die sekundäre Hülle muß praktisch vakuumdicht sein. Daß dieser Forderung im notwendigen Umfang prinzipiell genügt werden kann, steht außer Zweifel, jedoch liegen noch keine Erfahrungen darüber vor, durch welche Mittel der finanzielle Aufwand hierfür auf ein erträgliches Maß gebracht werden kann. Gelegentlich ist vorgeschlagen worden, alle Schwierigkeiten dadurch zu umgehen, daß der Reaktor in einer Art dehnbaren Ballon eingeschlossen wird.

Bei einer Kesselexplosion könnten Bruchstücke oder Stoßwellen die Hülle verletzen und so deren Wirkung aufheben. Zwischen Reaktor und Sicherheitshülle sind also Betonwände anzubringen, an denen die Bruchstücke bzw. Stoßwellen abgefangen werden können.

---

[1]) McLain, St., u. Brittan, R. O., Safety Features of Nuclear Reactors. Talk presented at the Nuclear Engineering and Science Congress sponsored by Engineers Joint Council, 12. bis 16. Dezember 1955 in Cleveland, Ohio.

3.852 Lüftung

Alle Betriebe, in denen Radioaktivität gefährlich werden kann, müssen mit einer meist recht umfangreichen Lüftungsanlage versehen werden. Durch die kontinuierliche Belüftung soll Radioaktivität möglichst schnell aus den Räumen entfernt werden, in denen sie eingeatmet werden kann. In der Raumluft gegebenenfalls vorhandene radioaktive Partikel dürfen jedoch nicht ins Freie gelangen; die Luft der zu lüftenden Räume muß über Filter[1]) abgesaugt werden[2]). Da nur staubförmige, nicht aber gasförmige Aktivität in Filtern festgehalten werden kann, genügt es nicht, die in den Gebäuden enthaltene Luft im Kreislauf durch Filter umzuwälzen, vielmehr muß den Räumen dauernd Frischluft zugeführt werden. Um andererseits zu vermeiden, daß mit der Frischluft Staub in die Anlage eingeschleppt und dann im Reaktor aktiviert wird, sind auch auf der Eingangsseite Filter vorzusehen.

Größere Mengen gasförmiger Radioaktivität (insbesondere A^{41}) werden z. B. in der Kühlluft von Reaktorabschirmungen erzeugt. Wo dies der Fall ist, soll die aktivierte Luft nach Filterung nur über möglichst hohe Schornsteine in die Atmosphäre entlassen werden. In besiedelten Gegenden wird man die aktivierte Luft noch im Schornstein mit Frischluft so stark verdünnen, daß an der Schornsteinmündung die Toleranzdosis nicht wesentlich überschritten wird. Durch Monitoren ist laufend zu überprüfen, ob diese Bedingung erfüllt wird.

Die Räume, in denen bei einem möglichen Zwischenfall mit einer Verseuchung gerechnet werden muß, sollen nicht über die Klima- oder Lüftungsanlage mit nicht gefährdeten Gebäudeteilen in Verbindung stehen. Eine weitgehende Aufgliederung dieser Versorgungsanlagen ist anzustreben.

Als Filter werden aus Kostengründen meist Papierfilter verwendet. In diesen Filtern, in denen die Luft zur Reinigung durch die Papierschicht hindurchtreten muß, beträgt der Druckverlust etwa 5 bis 20 cm Wassersäule. Der Wirkungsgrad liegt bei 99%. Neuerdings sind sogenannte Diffusionsfilter bekanntgeworden, bei denen die zu filternde Luft nicht durch das Papier hindurchtritt, sondern in sehr dünner Schicht über die Oberflächen von stark faserigem Papier geleitet wird. Derartige Filter erreichen einen Luftreinigungsgrad von etwa 99,95% und weisen einen Druckverlust von nur 3 bis 4 cm Wassersäule auf.

Vor den an sich gleichwertigen Glasfiltern haben Papierfilter den Vorteil, daß sie nach dem Gebrauch in Spezialöfen verbrannt werden können. Die Asche ist leichter zu beseitigen als die voluminöse Glaswolle. Ein Nachteil der Papierfilter ist, daß sie bei zu hoher Lufttemperatur brüchig werden.

Den Papierfiltern kann zur Vorreinigung der Luft ein Elektrofilter vorgeschaltet werden. Eine ausschließliche Verwendung von Elektrofiltern ist jedoch nicht zu empfehlen, da sie beim Ausbleiben der Spannung unwirksam werden. Der Druckabfall im Elektrofilter ist außerordentlich gering, er dürfte etwa 0,3 cm Wassersäule betragen.

Die Filteranlage muß so gebaut sein, daß beim Auswechseln der Filter der auf ihnen abgelagerte Staub nicht ins Freie gelangen kann.

3.853 Unterdruck, Schleusen

Die Zufuhr von Frischluft ist durch Eintrittsfilter gedrosselt, so daß in den Räumen ein mäßiger Unterdruck entsteht. Im Falle der radioaktiven Verseuchung eines der Räume ist somit eine Ausbreitung der Aktivität über das Reaktorgebäude hinaus unmöglich. Durch Rückschlagklappen oder automatisch schließende Ventile ist dafür zu

[1]) AEC, HW-20847, Teil 1, Filtration of Radioactive Aerosols by Glass Fibres; I, 1951.

[2]) AEC-Report AECU-2226, 1952. Ward, Donald, R., Design of Laboratories for Safe Use of Radioisotopes.

sorgen, daß beim Ausfallen der Lüftung das Gebäude den Unterdruck hält. Gelegentlich werden sogar evakuierte Behälter von einigen 10 bis 100 m^3 Fassungsvermögen zur kurzzeitigen Aufrechterhaltung des Unterdrucks vorgesehen für den Fall, daß die Ventile nicht ganz dicht schließen. In verschieden „heißen" Zonen im Reaktorgebäude sollen die „heißen" Zonen unter stärkerem Unterdruck stehen als weniger „heiße".

Zur Aufrechterhaltung des Unterdrucks beim Betreten oder Verlassen der Reaktorbetriebsräume werden Zugänge meist mit Schleusen versehen.

3.854 Abwasser, Auffangbecken

Gewöhnliches Wasser wird unter der Einwirkung der Neutronenbestrahlung im Reaktor mäßig radioaktiv mit einer Halbwertszeit von 7,35 s (N^{16}). Ausgetretenes reines Wasser würde also schon kurz nach einem Rohrbruch keine wesentliche Gefahr mehr darstellen. Tatsächlich enthält Wasser im Reaktor aber aktivierte Korrosionsprodukte und Korrosionsinhibitoren. Leckstellen sind daher grundsätzlich als radioaktive Quellen zu betrachten.

Zur Verringerung der Gefahr wird ein Teil des Wassers kontinuierlich durch eine Aufbereitungsanlage gepumpt, in der mechanische Verunreinigungen durch Filter und chemische Verunreinigungen durch Ionenaustauscher entfernt werden. Die Wirksamkeit der letzteren Maßnahme ist beschränkt, da die Inhibitoren nicht aus dem Kühlwasser entnommen werden dürfen und weil organische Verbindungen von Ionenaustauschern im allgemeinen nicht aufgenommen werden.

Bei einer größeren Reaktoranlage soll ein Auffangbecken für entsprechend große Mengen radioaktiven Wassers vorgesehen werden, wie sie z. B. bei Feuerlöscharbeiten, bei Notkühlung und bei Aufräumungsarbeiten nach einem Zwischenfall anfallen können.

3.855 Nachkühlung, Notstromaggregat

Im Reaktor entfallen nach einiger Betriebszeit etwa 7% der produzierten Energie auf die Beta- und Gamma-Strahlung der Spaltprodukte, auf eine Quelle also, die auch nach dem Abschalten des Reaktors noch Energie liefert. Für wenige Sekunden bleibt diese sogenannte Nacherwärmung praktisch konstant, um dann etwa nach einem $1/t$-Gesetz mit der Zeit abzufallen. Die produzierte Leistung ist so groß, daß sich die Brennelemente bei Ausfall der Kühlung innerhalb weniger Sekunden bis zum Schmelzpunkt erhitzen würden. Es muß also dafür gesorgt werden, daß die Nachkühlung auch unter extremen Bedingungen sichergestellt ist. Zu diesem Zweck gibt man den Pumpen und bei Kraftwerksreaktoren dem die Antriebsmotore speisenden Generator eine Trägheit, die genügt, um aus vollem Betrieb heraus für etwa eine halbe Minute die Nachkühlung zu übernehmen. Die Nacherwärmung ist zu diesem Zeitpunkt dann bereits so klein, daß sie nach dieser Zeit durch Konvektion in den Wärmetauscher abgeführt werden kann. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß der Reaktor entspechend konstruiert worden ist.

Darüber hinaus soll ein Notstromaggregat verfügbar sein. Es soll bereits wenige Sekunden nach dem Ausfall der Stromversorgung anlaufen und diejenigen Hilfsbetriebe speisen, deren Funktion zur Vermeidung von Schäden an der Reaktoranlage unerläßlich ist. Hierzu gehören in erster Linie die gesamte Meß- und Regeleinrichtung und die Versorgung der Umlaufpumpen für einen Notbetrieb.

3.856 Reparaturen, Wartung

Auch ein unbedeutender Schaden kann eine Reaktoranlage auf lange Zeit stillegen, falls die Reparatur wegen Strahlengefahr praktisch undurchführbar wird. Erfahrungs-

gemäß kann z. B. leicht der Fall eintreten, daß bereits wenige Stunden nach der Inangriffnahme einer Reparatur nicht mehr genügend Personal zum Weiterarbeiten verfügbar ist, da jeder Monteur nur eine begrenzte Strahlungsdosis akkumulieren darf. Als allgemeiner Grundsatz für die Konstruktion einer Anlage gilt daher, daß alle möglichen Schadensstellen oder alle regelmäßig auszuwechselnden Teile erreichbar sein sollen, ohne daß das Personal dabei einer schädlichen Strahleneinwirkung ausgesetzt wird.

Um dies zu erreichen, ist bei der notwendig gedrängten Bauweise in einer Reaktoranlage in erster Linie auf übersichtliche Anordnung und leichte Zugänglichkeit zu achten. Auch große Teile wie Pumpen, Wärmetauscher, Kessel usw. müssen so ausgewechselt werden können, daß keine sonstige Einrichtungen (Rohre, elektrische Leitungen) zuvor abgebaut werden müssen. Unter Umständen lohnt es sich, Platz für bewegliche Abschirmungen vorzusehen, hinter denen gearbeitet werden kann. Fernbediente Werkzeuge, technische Fernsehkameras, lange Spezialwerkzeuge sowie Automaten (z. B. Lademaschinen) machen manche Operationen überhaupt erst möglich. Die anpassungsfähigste Abschirmung ist eine Wasserschicht von einigen Metern Dicke. Vielfach werden Anlagen heute daher so gebaut, daß wichtige Teile zur Reparatur unter Wasser gesetzt werden können. Dabei ist übrigens zu beachten, daß Hohlrohre als Halter für die Unterwasserwerkzeuge unzulässig sind, da sie einen Kanal für Strahlung darstellen.

Um einen örtlich begrenzten Schaden an einer Radioaktivität führenden Rohrleitung zu beheben, kann man z. B. bei Na-gekühlten Reaktoren das Leitungsstück oder die beiden Zugänge einfrieren und dann die Reparatur ausführen. Auf diese Weise umgeht man die Schwierigkeiten, die mit der Bewältigung der gesamten im Rohrsystem enthaltenen Aktivität zusammenhängen.

Alle schweren Teile sind so anzuordnen, daß sie von einem Kran erreicht und bewegt werden können.

3.86 Standortfragen

Solange uns noch mehrjährige Betriebserfahrungen mit Leistungsreaktoren fehlen, werden für den Aufstellungsort eines Reaktors Sicherheitsfragen den Ausschlag geben. Geologische und meteorologische Gesichtspunkte sind zusammen mit Fragen der Besiedelungsdichte und der Art der Nutzung des den Reaktor umgebenden Geländes bei der Wahl des Standorts ebenso zu berücksichtigen wie die Notwendigkeit der Beseitigung radioaktiver Abfallprodukte. Daneben spielen auch wirtschaftliche Gesichtspunkte (Nähe von elektrischen Netzen, Straßen, Eisenbahnen und schiffbaren Flüssen, Geländekosten, Platz für weitere Anlagen) eine bedeutende Rolle. Die Vor- und Nachteile verschiedener Standorte müssen daher meist sorgfältig gegeneinander abgewogen werden.

3.861 Geologische und verwandte Gesichtspunkte

Für die Wahl des Aufstellungsorts eines Reaktors oder einer Aufarbeitungsanlage spielen geologische und verwandte Gesichtspunkte insofern eine Rolle, als die radioaktive Verseuchung nach einem Reaktorunfall auf einen möglichst kleinen Bezirk beschränkt bleiben soll und insbesondere die Trinkwasserversorgung nicht gefährdet werden darf. Wenn auch unter normalen Betriebsverhältnissen nicht damit zu rechnen ist, daß radioaktives Wasser in den Boden und somit in das Grundwasser gelangt, so kann doch die Möglichkeit hierzu bei einem Reaktorunfall nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden; Quelleinzugsgebiete sind also zu meiden. Ferner wird man solche Gelände bevorzugen, deren Böden Ionen radioaktiven Materials gut absorbieren, wie z. B. Lehmböden im Gegensatz zu Sandböden. Auch sollte der Grundwasserspiegel so tief liegen, daß bei einem Reaktorunfall keine Verseuchung des Grundwassers zu be-

fürchten ist. — Schließlich ist zu empfehlen, Reaktoren nicht in der Nähe solcher Flußläufe zu errichten, die z. B. durch ein Kalksteingebiet führen. Erfahrungsgemäß versickert dort ein Teil des Wassers, fließt unterirdisch weiter und tritt an anderen Stellen eventuell als Quellwasser wieder zutage. Hier wäre also die Möglichkeit einer weitläufigen und unkontrollierbaren Verschleppung der Radioaktivität gegeben.

Das ausgewählte Gelände soll schließlich erdbebenfrei sein.

Noch vor Baubeginn einer Kernenergieanlage soll die natürliche Radioaktivität der Umgebung des vorgesehenen Aufstellungsortes sorgfältig ausgemessen werden. Die Erfahrung hat gezeigt, daß es andernfalls sehr schwer ist, die wegen angeblicher Erhöhung der Radioaktivität vorgebrachten Schadenersatzansprüche zu entkräften.

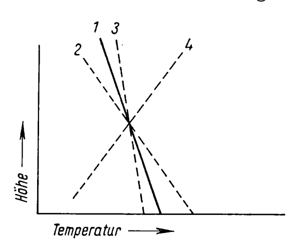
3.862 Meteorologische Gesichtspunkte

Der Standort eines Reaktors wird insofern auch von meteorologischen Gesichtspunkten mitbestimmt, als die mögliche Wirkung in die Atmosphäre gelangter Aktivität wesentlich von der Wetterlage abhängt.

Neben geringfügigen Mengen radioaktiver Abfallgase kommt als Quelle von Luftaktivität im Normalbetrieb vor allem die Luftkühlung eines biologischen oder thermischen Schildes in Frage. Das in der Luft zu 0,94% enthaltene Argon A^{40} wird dabei durch Neutronenbestrahlung zu einem geringen Teil in das β-aktive A^{41} mit einer Halbwertszeit von 110 Minuten übergeführt.

3.862 1 Typische Wetterlagen[1]

Bei normaler Wetterlage besteht in vertikaler Richtung ein adiabatisches Temperaturgefälle. Je 100 m nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe um etwa 0,65 °C ab. Wird unter dieser Bedingung ein mit der Umgebung im Gleichgewicht befindliches Luftvolumen in höhere Lagen gebracht, so dehnt sich die Luft aus und kühlt sich adiabatisch entsprechend der Kurve 1 der Fig. **850.1** ab. Das Luftvolumen weist in seiner neuen Lage wieder dieselbe Temperatur wie die Umgebung auf und ist somit im indifferenten Gleichgewicht.



850.1 Das Temperaturgefälle bei verschiedenen Wetterlagen. 1 adiabatisch, 2 labil, 3 stabil, 4 invertiert

Zuweilen treten jedoch Wetterlagen auf, bei denen die Temperaturabnahme mit der Höhe von der Adiabaten 1 abweicht. Falls die Temperatur mit ansteigender Höhe rascher abnimmt (Kurve 2), als die Adiabate (Kurve 1) erwarten läßt, so wird ein Luftvolumen nach einer virtuellen Verschiebung in höhere Lagen weiter aufsteigen und umgekehrt. Eine in diesem labilen Gleichgewicht entstandene radioaktive Wolke kann also zu Boden sinken und Anlaß für intensive Bestrahlung oder für Inhalation von radioaktivem Staub werden.

Im Gegensatz hierzu führt ein im Vergleich zur Adiabaten kleineres Temperaturgefälle (Kurve 3) zu einem stabilen Verhalten. In diesem Falle weist ein Luftvolumen, das ursprünglich die gleiche Temperatur hatte wie die umgebende Luft, nach einer virtuellen Verschiebung nach oben oder unten eine niedrigere bzw. eine höhere Temperatur als die Umgebung auf, d. h., das Luftvolumen kehrt in die ursprüngliche Höhenlage zurück.

---

[1]) Meteorology and Atomic Energy. AEC-Report AECU-3066 (1955). — Wexler, H., Machta, L., Pack, D. H., u. White, F. D., Atomic Energy and Meteorology. Genf. Ber. 1955, Bd. 13, S. 333, P/276.

Grundsätzlich die gleichen Verhältnisse liegen vor, wenn mit zunehmender Höhe die Temperatur ansteigt. Für Wetterlagen mit Temperaturumkehr (Kurve 4) ist charakteristisch, daß sich turbulente Luftströmungen kaum einstellen. Rauchfahnen erstrecken sich horizontal über große Strecken, ohne sich mit der Luft zu vermischen. Entweichende Radioaktivität verteilt sich nur langsam in der Atmosphäre, und die spezifische Aktivität der Luft nimmt in Windrichtung nur langsam mit der Entfernung ab.

Mitunter kann das Vorzeichen des Temperaturgefälles in einer bestimmten Höhenlage wechseln. Es besteht dann in der Höhe des Umkehrpunktes des Vorzeichens eine Grenzfläche, durch die hindurch kein Austausch zwischen höheren und tieferen Luftschichten erfolgen kann.

3.862 2 Wind

Starker Wind ist fast regelmäßig mit Turbulenz der Luftbewegung verbunden. Er führt eine radioaktive Wolke schnell fort und verdünnt die Aktivität rasch. Für größere Reaktoranlagen wird man daher Orte bevorzugen, an denen mit starker und turbulenter Luftbewegung gerechnet werden kann. Bereits einige Kilometer von einer Reaktorstation entfernt ist die Aktivität um Größenordnungen abgesunken. Viele Küstengebiete z. B. sind bekannt für ihre turbulente, wenn auch meist nicht seewärts gerichtete Luftströmung, während Täler häufig windgeschützt liegen und daher gemieden werden sollten.

Schon aus psychologischen Gründen wird man die Lage eines Reaktors möglichst so wählen, daß die Abluft normalerweise nicht in dicht besiedelte Bezirke geweht wird.

3.862 3 Regen und Nebel

Regen kann radioaktive Stoffe aus der Atmosphäre mitnehmen und sie so in unerwünschter Weise in der näheren Umgebung des Reaktors ablagern. Niederschlagsarme Bezirke haben als Aufstellungsorte für Kernenergieanlagen daher den Vorzug. — Da auch Nebel eventuell in der Luft enthaltene radioaktive Stoffe niederschlägt, soll das Reaktorgelände möglichst nebelfrei sein.

3.863 Art und Nutzung der das Reaktorgelände umgebenden Grundstücke

Unter Umständen ist bei der Wahl des Aufstellungsorts auch die Nutzung der das Reaktorgelände umgebenden Gebiete zu berücksichtigten. Im Fall ihrer radioaktiven Verseuchung ist mit einer um so größeren Schadenersatzleistung zu rechnen, je wertvoller Grund und Bebauung sind. Es empfiehlt sich, Reaktoranlagen nicht in der Nähe ausgedehnter Industrieanlagen zu erstellen; Gebiete mit vergleichsweise geringer Besiedlungsdichte sind vorzuziehen. — Für Kraftwerksreaktoren ist nach heutiger Ansicht amerikanischer und englischer Fachleute eine Ausschlußzone mit einem Radius von weniger als 1 km ausreichend.

3.864 Gefahrlose Abfallbeseitigung

Ein weiterer Gesichtspunkt für die Wahl des Aufstellungsorts namentlich großer Anlagen ist die Forderung, daß ausgebrannte Brennelemente und radioaktiver Abfall gefahrlos transportiert bzw. beseitigt werden können. Da im allgemeinen 95 bis 99% des Transportgewichts aus Abschirmung besteht, ist der Transport schwierig und kostspielig. Man wird daher vor allem lange Landtransporte durch Gebiete mit hoher Verkehrsdichte (Verkehrsunfall!) zu vermeiden suchen, was sich durch räumliche Nähe von Aufarbeitungsanlagen für Brennelemente erreichen läßt. Küstengebiete ermöglichen

die Einleitung schwach radioaktiver Flüssigkeiten in das Meer. Die zulässigen Mengen hängen von den örtlichen Verhältnissen, insbesondere der Strömung sowie der Flora und Fauna an der Küste ab. Die Akkumulation radioaktiver Stoffe in biologischen Objekten um den Faktor 10^4 bis 10^5 ist möglich und daher zu berücksichtigen. Die Stollen verlassener Bergwerke können unter Umständen für die Aufbewahrung von festen Abfallprodukten verwendet werden (s. 2.5).

3.87 Maßnahmen nach einem Unfall

Die nach einem Zwischenfall zu ergreifenden Maßnahmen sind wesentlich durch die Art des Unfalls und durch den Umfang des Schadens bestimmt. Alle Maßnahmen haben zum Ziel, die durch den Zwischenfall bedingten Schäden festzustellen, zu begrenzen und zu beheben.

In die Betriebsvorschrift ist ein Katastrophenplan mit aufzunehmen, in dem unter Zugrundelegung verschiedener fiktiv angenommener Unglücksfälle genaue Anweisung über die durchzuführenden Maßnahmen gegeben sind. Der Wert eines solchen Katastrophenplans besteht nicht nur darin, daß im entscheidenden Augenblick richtige Maßnahmen getroffen werden, sondern auch darin, daß der Belegschaft mit Deutlichkeit die Notwendigkeit zuverlässiger Wachsamkeit nahegebracht wird. Sorglosigkeit oder ein unbegründetes Gefühl der Sicherheit bedeutet stets eine ernst zu nehmende Gefahr.

Oft können Schäden größeren Ausmaßes verhütet werden, wenn das Auftreten kleiner Defekte rechtzeitig bemerkt wird. Der laufenden Behebung geringfügiger Störungen kommt bei einer Reaktoranlage daher besondere Bedeutung zu. Hilfsgeräte, Schutzanzüge und die Ausrüstung für Erste Hilfe müssen immer bereit stehen. Ausreichende Vorräte an Wasch- und Löschwasser und genügend Raum zur Speicherung des Abfallwassers sind unerläßlich.

Die zu ergreifenden Maßnahmen sind entweder Sofortmaßnahmen oder Maßnahmen auf weite Sicht.

3.871 Sofortmaßnahmen

Schäden am Reaktor. Machen sich an einem Reaktor ernstliche Schäden bemerkbar, so muß die Anlage — unter Umständen mit Hilfe der Sicherheitsstäbe — unverzüglich außer Betrieb genommen werden, sofern die selbsttätig arbeitenden Überwachungseinrichtungen nicht schon zu einer Abschaltung des Reaktors geführt haben. Die Ventilatoren zur Belüftung des Reaktorraums sind sofort abzustellen, die Gebläse, die zur Kühlung des biologischen Schirmes dienen, müssen ebenfalls außer Betrieb genommen werden. Türen und Belüftungsventile sind geschlossen zu halten. Alle diese Maßnahmen haben den Zweck, einer Ausbreitung der eventuell aus dem Reaktor austretenden Aktivität vorzubeugen.

Schäden an Hilfseinrichtungen. Der Reaktor kann durch Schäden an Hilfseinrichtungen gefährdet werden. Auch in diesem Fall ist es nötig, den Reaktor abzuschalten. Besondere Vorsicht ist bei einem Kühlwasseraustritt aus dem Primärkreis einer Reaktoranlage geboten, da das Wasser infolge der in ihm sich vorfindenden Korrosionspunkte stark radioaktiv ist. Maßnahmen zur Beseitigung des ausgelaufenen Wassers können nur unter der Kontrolle von Dosisleistungsmeßgeräten ausgeführt werden.

Radioaktive Verunreinigung. Räume und Einrichtungen. Eine radioaktive Verunreinigung der Räume von Reaktoranlagen kann sowohl durch das Kühlmittel oder Konstruktionsmaterial als auch durch schadhaft gewordene Brennelemente erfolgt sein. Sie kann sich ferner dadurch ergeben haben, daß in einem Versuchsreaktor

behandeltes pulverförmiges oder flüssiges Probematerial verschüttet wurde. Auch in diesen Fällen sind Lüfter und die Lüftungsanlagen sofort außer Betrieb zu nehmen. Türen (und eventuell vorhandene Fenster) sind zu schließen. Von verstreuter Aktivität entferne man sich mit angehaltenem Atem. Die Türspalten sind mit Papier zu verkleben um eine durch Luftzug mögliche Verseuchung der Nachbarräume zu unterbinden. Auf keinen Fall darf versucht werden, verstreutes Material rasch zusammenzukehren oder aufzuwischen. Bei in Hast mit unzureichenden Mitteln durchgeführten Säuberungsversuchen sind gesundheitliche Schäden und eine Ausbreitung der Aktivität die unausbleibliche Folge. Die Beseitigung pulverförmiger Verunreinigungen kann nur mit Spezialstaubsauger erfolgen. Der Filter des Staubsaugers muß Teilchen der Größe 0,2 μ noch zurückhalten; der Luftstrom wird durch Wasser geleitet, um eventuell durchgetretene Partikel abzufangen. Nach Möglichkeit ist unter dem Abzug zu arbeiten.

Gelände. Bei einer Verseuchung des Geländes um die Reaktorstation ist mit Hilfe von Meßgeräten die Gefährdungszone zu ermitteln. Das als verseucht zu erklärende Gelände ist deutlich zu kennzeichnen. Die Gefährdungszone darf nicht betreten werden.

Gefährdung des Personals, vorbeugende Medikamente. Personen, die bei dem Unfall radioaktiver Strahlung ausgesetzt wurden, sollen — auch wenn nur der Verdacht einer Strahlenexposition besteht — sofort ärztliche Hilfe in Anspruch nehmen. Körperliche Anstrengung, insbesondere auch das Gehen, soll unterbleiben. Tragbahren, Staubmasken, Schutzanzüge usw. müssen zur Verfügung stehen. Nach Unfällen größeren Ausmaßes bei denen radioaktives Material zerstäubt wurde, müssen sich die betroffenen Personen mehrmals duschen und waschen. Der Reinigungsvorgang muß einfach, allgemein bekannt, sowie an Ort und Stelle nachlesbar sein. Spezialreinigungsmittel sind nach Bedarf zu benutzen, stark alkalische Seifen oder sonstige Reinigungsmittel, die die Durchlässigkeit der Haut erhöhen, müssen jedoch vermieden werden, Finger- und Fußnägel, Nase, Kopfhaut und die Ohren sind besonders sorgfältig zu reinigen. Alsdann ist mit Meßgeräten festzustellen, ob die vorgenommene Reinigung zum gewünschten Erfolg geführt hat. Kleineren Rissen oder Schnittwunden in der Haut ist besondere Aufmerksamkeit zuzuwenden.

Gegebenenfalls sind der Rettungsmannschaft vor Betreten der Gefahrenstelle oder den sonst Betroffenen Medikamente wie z. B. Cystein zu verabfolgen[1]). Als wirksame Entgiftungsmittel sind ferner Polyvinylpyrrolidon (wesentlicher Bestandteil des Blutplasmaersatzmittels Periston N) und Chelate zu nennen. Die Wirksamkeit der Chelate beschränkt sich jedoch auf eine Reihe von Schwermetallionen. Sofern damit zu rechnen ist, daß sich derartige Ionen in einem Aerosol an der Unfallstelle befinden, ist es zweckmäßig, an Ort und Stelle eine Chelatlösung zu zerstäuben. Die Chelate nehmen die radioaktiven Metallionen auf und werden nach dem Einatmen samt den Schwermetallionen wieder aus dem Körper ausgeschieden. Eine Inkorporierung der radioaktiven Stoffe wird also durch die Anwendung der Chelate unterbunden.

3.872 Maßnahmen auf lange Sicht

Geschlossene Räume. Sofern die Aktivität der verseuchten Räume einen kurzzeitigen Aufenthalt ermöglicht, kann mit dem Beseitigen der radioaktiven Verunreinigungen begonnen werden. Auf die Verwendung von Schutzkleidung sei besonders hingewiesen. Durch Ablösen abziehbaren Anstrichs, durch Abwaschen der Wände, Decken und des Fußbodens wird man versuchen, das radioaktive Material zu entfernen. Falls jedoch die radioaktiven Stoffe mit dem Wasser eingesickert sind, muß der Verputz entfernt bzw. der radioaktiv verseuchte Beton abgeschlagen werden.

[1]) Bacq u. Alexander, Fundamentals of Radiobiology. London 1955. — Schubert, J., Approaches to Treatment of Poisoning by Both Radioactive and Nonradioactive Elements Encountered in Atomic Energy Operations. Genf. Ber. 1955, Bd. 13, S. 274, P/845.

Gelände. Zur Beseitigung oder zur Minderung der Radioaktivität auf freiem Gelände kann die Oberflächenschicht des Bodens abgetragen werden. Die Erdmassen werden auf einem abgesperrten Gebiet angehäuft. — Eine weitere Möglichkeit, die Aktivität des Bodens unschädlich zu machen, besteht darin, den radioaktiven Boden mit einer Erd-, Sand- oder Kiesschicht zu überdecken. — Falls die radioaktive Verunreinigung im wesentlichen auf Elemente zurückzuführen ist, die von Pflanzen aufgenommen werden, wird eine Bepflanzung des Geländes zu einer Entseuchung des Bodens führen. Raschwachsende Pflanzen wird man bevorzugen. Zu gegebener Zeit werden sie geerntet und vernichtet, jedoch nicht an offener Luft verbrannt.

3.88 Bisherige Erfahrungen über Reaktorsicherheit

Im Hinblick auf den Umfang der Sicherungen, die einen Reaktor nach menschlichem Ermessen lückenlos umgeben, ist ein Reaktorunfall größeren Ausmaßes so gut wie ausgeschlossen. In den zurückliegenden Jahren ist tatsächlich auch kein Unfall an einem Reaktor bekanntgeworden, bei dem mehr als ein auf das Reaktorgebäude begrenzter Sachschaden entstanden wäre. Mit Ausnahme des NRX-Reaktors ergibt sich aus den Berichten immer, daß sich die Zwischenfälle auf entlegenen Versuchsgeländen mit Reaktoren ereigneten, die nach dem Zweck, der Konstruktion und den für den vorliegenden Versuch gewählten Betriebsbedingungen von normalen Forschungs- oder Kraftwerksreaktoren zum Teil ganz wesentlich abweichen.

3.881 Unterkritische Anordnungen, kritische Experimente

Bei Experimenten mit unterkritischen Anordnungen und bei sog. kritischen Experimenten mit einem Reaktor ist dieser definitionsgemäß dauernd unterkritisch, weshalb Gefahren hier geringer sein sollten als an einem Kraftwerksreaktor. Im Gegensatz zu dieser Vermutung dürften in den ersten Jahren der Reaktorentwicklung jedoch mehr Zwischenfälle an unterkritischen Anordnungen als an Reaktoren vorgekommen sein. Sicherlich hat dies keinerlei technische Gründe, die im Rahmen der gegenwärtigen Reaktorentwicklung noch Anlaß zu Bedenken geben könnten. Der wirkliche Grund dürfte psychologischer Natur sein und ist daher heute noch ebenso aktuell:

Unterkritische Anordnungen werden im allgemeinen nicht für Dauer aufgebaut, da an ihnen meist nur vorbereitende Messungen für andere Experimente durchgeführt werden. Sie sind also oft etwas Vorläufiges. In der täglichen Arbeit kann dies sehr leicht zu mangelnder Sorgfalt beim Aufbau oder bei der Durchführung eines Experiments führen. Die bekanntgewordenen Zwischenfälle lassen sich tatsächlich durchweg darauf zurückführen, daß entweder der mechanische Aufbau der Experimentiereinrichtung mangelhaft war und beim Versuch zu einer überkritischen Anordnung führte, oder daß ein kritisches Experiment ohne Neutronenquelle durchgeführt wurde. Im letzteren Falle gibt es keine Möglichkeit festzustellen, ob die Anordnung bereits kritisch ist oder nicht. Namentlich wenn die Anlage unversehens prompt überkritisch gemacht worden ist, genügt ein zufällig auftretendes Neutron, um in äußerst kurzer Zeit eine Neutronenintensität auszulösen, für welche die Abschirmung der Anordnung nicht ausgelegt ist.

3.882 Überschreitungsexperimente

In den letzten Jahren sind an verschiedenen Forschungsreaktoren und an Prototypen zu Kraftwerksreaktoren Überschreitungsexperimente durchgeführt worden. Die im Schrifttum unter den Bezeichnungen BORAX (Boiling Reactor Experiments)[1], SPERT

---

[1]) Luckow, W. K., u. Widdoes, L. C., Predicting Reactor Temperature Excursions by Extrapolating BORAX Data. Nucleonics **14**, Nr. 1 (1956), 23.

(Special Power Excursion Reactor Tests)[1]) und KEWB (Kinetic Experiments on Water Boiler)[2]) bekanntgewordenen Versuche sollten klären, in welchem Bereich Reaktoren vom Typ Swimming-Pool und Siedewasserreaktoren stabil arbeiten und welche Überschußreaktivität sie noch ohne Schaden inhärent abfangen können. Darüber hinaus sollte untersucht werden, von welchen Grenzen ab ein Schaden entstehen kann, bei dem Radioaktivität in wesentlichem Umfang verstreut oder der Reaktor mechanisch zerstört wird. Vergleichbare, aber nicht so weit gehende Experimente sind an homogenen und an Schnellen Reaktoren, vermutlich auch an Druckwasserreaktoren durchgeführt worden.

Die Ergebnisse dieser Experimente sind mit der Theorie verglichen worden und haben dadurch wertvolle Hinweise bzgl. der Tragweite der bisherigen Sicherheitsüberlegungen sowie für die Möglichkeiten der Weiterentwicklung gegeben. Ferner haben die Versuche gezeigt, daß es in einem richtig ausgelegten thermischen Reaktor nur unter Anstrengung und nur unter in der Praxis nicht herstellbaren Bedingungen möglich ist, gefährliche Überschreitungen einzuleiten. Daß einige Experimente (BORAX, Godiva, EBR I) durch ständige Verschärfung der Betriebsbedingungen schließlich zu mechanischem Schaden oder bis zur teilweisen Zerstörung des Reaktors geführt haben, darf daher nicht im Sinn eines Beweises für die Gefährlichkeit von Reaktoren gedeutet werden. Die Experimente stecken vielmehr die Grenzen ab, innerhalb deren sich die technische Entwicklung zu bewegen hat, und ältere Ergebnisse beweisen, daß auch ein grober Schaden am Reaktor nicht immer eine Gefahr für die Umgebung bedeuten muß.

3.883 Der Unfall am NRX-Reaktor

Der NRX-Reaktor hat eine Leistung von 40 MW und arbeitet mit Natururan, Schwerwassermoderator und Leichtwasserkühlung. Nach fünfjährigem einwandfreiem Betrieb dieses kanadischen Reaktors ereignete sich am 12. 12. 1952 ein technischer Unfall. Infolge eines Schaltfehlers in der Kühlwasserleitung kam bei versuchsweise herabgesetztem Kühlwasserfluß das Kühlwasser zum Kochen. In einem leichtwassergekühlten D_2O-Reaktor führt dies zu einem Reaktivitätsanstieg, weil beim Sieden das vergleichsweise stark absorbierende H_2O aus dem Reaktor verdrängt wird. Der Vorgang ist offensichtlich autokatalytisch — was schon vor dem Bau des Reaktors bekannt war — und muß durch das Sicherheitssystem augenblicklich angehalten werden. Zum Einschießen der Sicherheitsstäbe war Preßluft vorgesehen, die aber, statt die Sicherheitsstäbe zu beschleunigen, unter den Sicherheitsstäben ein bremsendes Luftpolster bildete. Die Folge hiervon war, daß die Kettenreaktion nicht schnell genug unterbrochen wurde. Wegen der Überhitzung an den Stellen, an denen es zur Dampfbildung kam, schmolzen die Aluminiumhüllen eines Teiles der Brennelemente durch. Das Kühlwasser wurde dadurch radioaktiv. Um zu verhindern, daß das Uran über die Zündtemperatur der Uran-Wasser-Reaktion erhitzt würde, mußte dann eine große Menge Kühlwasser durch den Reaktor gepumpt werden, bis die Nacherhitzung durch die Gamma-Strahlung genügend abgeklungen war. Für das stark radioaktiv gewordene Kühlwasser war bei der Anlage kein ausreichender Raum zur Aufbewahrung vorgesehen, es mußte daher ins Freie gepumpt werden.

Trotz dieser Häufung unglücklicher Umstände ist niemand persönlich zu Schaden gekommen und die ausgetretene Radioaktivität blieb vollständig unter Kontrolle. Bereits nach wenigen Tagen konnte mit den allerdings langdauernden Aufräumungsarbeiten begonnen werden, die durch sorgfältige Planung ganz ohne Zwischenfälle verliefen.

---

[1]) Nyer, W. E., Forbes, S. G., Bentzen, F. L., Bright, G. O., Schroeder, F., u. Wilson, T. R., Transient Experiments with the SPERT-I-Reactor. Nucleonics **14**, Nr. 6 (1956), 44.

[2]) Graham, R. H., u. Glenn Boyer, D., AEC, Steps Up Reactor Safety Experiments. Nucleonics **14**, Nr. 3 (1956), 45.

Dieser einzige größere Unfall mit einem Reaktor hat zwar nach Schätzungen einen Schaden von etwa einem Drittel des Anlagewertes zur Folge gehabt. Der erzielte Gewinn an Erfahrung und Sicherheit kann aber nicht hoch genug angeschlagen werden. Insbesondere sind aus dem Unfall zwei äußerst wichtige Erfahrungen bzw. Lehren gezogen worden:

1. Selbst ein größerer Reaktorunfall kann dann unter Kontrolle gehalten werden, wenn die nötigen Mittel bereits vorbeugend in die Anlage eingebaut werden.
2. In keinem Reaktor darf eine, wenn auch geringe oder unwahrscheinliche autokatalytische Wirkung zugelassen werden. Das Regelsystem kann versagen, und daher muß der Reaktor unter allen Umständen inhärent stabil arbeiten.

3.884 Unfall am EBR-I-Reaktor[1])

Der EBR-I-Reaktor in Arco Idaho, USA, war ein mit flüssigem Metall gekühlter Schneller Reaktor, der ausschließlich für Versuchszwecke diente. Der Reaktor sollte nach mehreren Jahren störungsfreien Betriebs nicht mehr benützt werden. Als letztes Experiment wurden am 29. 11. 1955 bei erhöhter Temperatur Messungen über die Reaktivität des Reaktors in Abhängigkeit von der Temperatur der Brennelemente sowie Exkursionsexperimente durchgeführt. Die aus rostfreiem Stahl als Hülle und U^{235} als spaltbarem Material bestehenden Brennelemente sollten eine Temperatur von 500 bis 600 °C erreichen. Um auf so hohe Temperaturen zu kommen, mußte der Kühlumlauf außer Betrieb gesetzt werden. Bei der Planung des Experiments war von vornherein ein Schmelzen der Brennelemente in Betracht gezogen worden. Um ferner die zu untersuchenden Exkursionen überhaupt einleiten zu können, mußte der auf zu hohe Periode ansprechende Teil des Sicherheitssystems abgeschaltet und die Auslösung eines Schnellschlusses dem Bedienungspersonal überlassen werden.

Als eine Temperatur von etwa 500 °C erreicht war, zeigten die für dieses Experiment verwendeten Sondermeßinstrumente kleiner Trägheit einen zu raschen Anstieg des Neutronenflusses an. Der mündlich gegebene Befehl zum Schnellschluß wurde mißverstanden, der vom Neutronenfluß automatisch ausgelöste Schnellschluß kam zwei Sekunden später und setzte den Reaktor außer Betrieb. Dem Reaktor war von außen kein besonderes Vorkommnis anzusehen. Nach 15 Minuten zeigten die Überwachungsgeräte im Kühlsystem und in der Entlüftungseinrichtung höhere als normale Werte für die Aktivität an. Gasförmige Spaltprodukte waren nach außen getreten. Personen wurden bei diesem Unfall nicht gefährdet, der Schaden beschränkte sich auf die Brennelemente.

Bei dem vorliegenden Experiment ist nichts Unvorhergesehenes oder gar Katastrophales vorgefallen, und die gewonnene Erfahrung ist zweifellos von größtem Wert.

3.885 Unfall an einem der Reaktoren des Plutoniumwerkes in Windscale

Die beiden Brutreaktoren in Windscale sind luftgekühlte Graphitreaktoren, die erwärmte Luft wird nach Passieren von Filtern ins Freie geleitet. Beim Betrieb des Reaktors wird durch Neutronenstoß (sog. Wigner-Effekt, s. 2.414; 2.426) die Gitterstruktur des Graphits verändert. Da sich hierbei auch die äußeren Dimensionen verändern, muß der Wigner-Effekt durch Aufheizen des Graphits auf etwa 200 °C rückgängig gemacht werden. Die im Kristallgitter gespeicherte Energie wird dabei wieder frei gemacht und der Moderator kann unzulässig erhitzt werden, falls die Kühlung zu schwach ist. Gerade dies ereignete sich am 10. Oktober 1957 im Plutoniumwerk in Windscale an einem der beiden Reaktoren.

---

[1]) Zinn, W. H., A Letter on EBR-I Fuel Meltdown. Nucleonics **14**, Nr. 6 (1956), 35.

Um die nötige Temperatur zu erreichen, wurde der Reaktor bei ausgeschaltetem Hauptkühlgebläse in Betrieb genommen. Als nach wenigen Betriebsstunden einige der Thermoelemente die vorgeschriebene Temperatur anzeigten, wurde der Reaktor abgeschaltet, da anzunehmen war, daß der Prozeß (Ausheilen des Wigner-Effekts) in Gang gekommen sei und sich von selbst über den ganzen Reaktor ausbreiten würde. Nach einigen Stunden wurde an einer größeren Zahl Temperaturmeßstellen Temperaturrückgang festgestellt. Daraufhin wurde der Reaktor — obwohl an einigen Meßstellen die Temperatur nicht zurückgegangen war — erneut kritisch gemacht. Bei einigen Brennelementen wurde dabei die zulässige Temperaturgrenze überschritten, in der Folge wurden Brennstoffhülsen beschädigt und Spaltprodukte freigesetzt. Ein Teil des Reaktors mußte unter Wasser gesetzt werden, um zu verhindern, daß sich Graphit oder Brennelemente am Luftsauerstoff entzünden würden. Die Radioaktivität wurde zum größten Teil in den Filtern zurückgehalten, J^{131} konnte jedoch zu einem wesentlichen Teil die Filter passieren und ins Freie gelangen. Wenn sich auch keine unmittelbare Gefahr für die Belegschaft ergab, so führte der Ausbruch der Spaltprodukte doch zu einer Verseuchung des den Reaktor umgebenden Geländes. Die von dem weidenden Vieh gelieferte Milch wies eine unzulässig hohe Aktivität auf, die Milch konnte einige Zeit nicht als Nahrung verwendet werden.

Die Ermittlungen der eingesetzten Untersuchungskommission führten zu folgenden Ergebnissen:

1. Die Temperaturfühler waren nicht an jenen Stellen angeordnet, an denen bei der durchzuführenden Operation die Höchsttemperaturen zu erwarten waren. Es wurden daher sicherlich zu niedrige Temperaturen gemessen, und die Temperatur stieg rascher, als die Meßgeräte erkennen ließen.
2. Unter den gegebenen Umständen wurde eine zu niedrige thermische Leistung angezeigt.
3. Mögliche Schwierigkeiten bei der Aufheizung des Graphitblocks waren nicht ausreichend durchüberlegt worden.

Als Lehre ergibt sich aus diesem Unfall:

1. Die Betriebsanweisung für einen Reaktor muß so umfassend wie irgend möglich sein. Insbesondere sind in den Betriebsvorschriften die Maßnahmen anzugeben, die bei Betriebsstörungen zu ergreifen sind.
2. Die Zahl der Meßgeräte darf nicht zu klein bemessen werden.
3. Die Schnelligkeit des Temperaturanstiegs darf einen vorzugebenden Wert nicht überschreiten.
4. Ein offener Kühlkreislauf ist nicht zulässig. Tatsächlich sind bei neuen zivilen Projekten nur geschlossene Kühlkreisläufe vorgesehen.

3.9 Analog-Rechner und Simulatoren*)

3.91 Die Aufgaben der Analog-Rechner und Simulatoren

Elektronische Rechenmaschinen werden in der Kerntechnik in großem Umfang benutzt. Man unterscheidet digitale Maschinen, die mit Ziffern in arithmetischen Operationen rechnen, und Analog-Rechner, die mit stetigen Größen in wesentlich analytischen Operationen rechnen. Zu den letzteren gehören die Simulatoren. Jedem dieser Rechnertypen fallen in der Kerntechnik Aufgaben zu, für die er seiner Struktur nach besonders geeignet ist[1]).

*) Verfaßt von K. Fränz, Ulm.

[1]) Ein Überblick über die Benutzung von Digital- und Analog-Rechnern in der Reaktortechnik wird in Nucleonics **15**, Nr. 5 (1957), gegeben.

Die digitalen Maschinen werden meist für universelle Verwendung gebaut; jedes mathematische Problem, das sich exakt oder approximativ auf endlich viele arithmetische Operationen zurückführen läßt, ist ihnen im Prinzip zugänglich. Ihre besondere Stärke liegt, abgesehen von der allen elektronischen Maschinen eigenen großen Rechengeschwindigkeit, in der Möglichkeit, die Genauigkeit durch das Rechnen mit vielstelligen Zahlen sehr hoch zu treiben, und in ihrer Fähigkeit, eine extrem große Anzahl von Eingangsdaten zu verarbeiten. Man kann komplizierte Randwertaufgaben für partielle Differentialgleichungen mit ihrer Hilfe numerisch lösen, etwa die Neutronendiffusion in Uranmoderatoranordnungen berechnen. Trotz ihrer großen Bedeutung für die Kerntechnik wollen wir im folgenden digitale Maschinen nicht behandeln, weil sie universell sind und ihre Struktur nichts enthält, was speziell in die Kerntechnik gehört, weil eine solche Maschine sich im allgemeinen ebensogut jeder anderen Technik anpaßt.

Analog-Rechner werden in der Kerntechnik vorwiegend benutzt, um Aufgaben aus der Reaktorkinetik und Steuerungs- und Regelvorgänge zu rechnen; Simulatoren dienen dazu, bereits gebaute Regelvorrichtungen zu prüfen und Personal in der Bedienung von Reaktoren auszubilden, ohne daß dazu ein Reaktor zur Verfügung stehen müßte, dessen Kinetik vielmehr vom Analog-Rechner nachgebildet, simuliert wird.

Die realen in ein Problem eingehenden Größen, etwa eine Neutronenflußdichte, eine Temperatur, die Stellung eines Neutronenabsorbers im Reaktorkern, werden vom Analog-Rechner durch den Wert einer Spannung oder eines Stromes repräsentiert; die unabhängige Variable des Problems wird stets durch die Zeit repräsentiert. Die Analogie, die diesem Rechner den Namen gibt, wird hergestellt, indem man seinen Spannungen oder Strömen die gleichen formalen mathematischen Gesetze auferlegt, denen auch die realen Größen gehorchen. Die graphische Darstellung der Änderung einer Neutronenflußdichte und der sie repräsentierenden Spannung des Analog-Rechners sind also völlig äquivalent. Es ist ein und dieselbe mathematische Funktion, die dargestellt wird.

Die mathematische Formulierung vieler Probleme der Reaktorkinetik und der Reaktorregelung führt auf Systeme von gewöhnlichen Differentialgleichungen, für deren Lösung Analog-Rechner hervorragend geeignet sind. Ein speziell für solche Aufgaben entwickelter Analog-Rechner wird sie meist mit geringerem Aufwand an Geräten lösen als eine digitale Maschine. Ferner ist der Zusammenhang zwischen den realen Größen und ihren Repräsentanten im Analog-Rechner, zwischen den formalen Gesetzen und der ihnen entsprechenden Zusammenschaltung der Maschinenbausteine so sinnfällig, daß ein Nichtmathematiker die Programmierung des Analog-Rechners leicht erlernt, während beim digitalen Rechner ein analytisches Problem erst eine nichttriviale Arithmetisierung erfordert, ehe es in die Maschine gegeben werden kann.

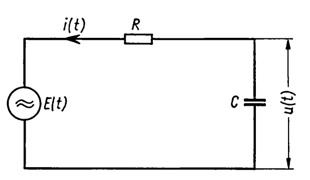
Die Genauigkeit, mit der eine Spannung des Analog-Rechners den Gleichungen gehorcht, denen sie folgen soll, wird man wie bei einem Voltmeter auf die größte ausnutzbare Spannung beziehen (oft $\pm$ 100 V). Sie läßt sich leicht auf 10^{-3} bringen; doch liegt bei 10^{-4} eine Grenze des Fehlers, die man schwer verbessern kann. Für viele technische Probleme reicht das; andernfalls empfiehlt es sich, zur digitalen Maschine überzugehen und mit der nötigen Stellenzahl zu rechnen.

Die Möglichkeit, Differentialgleichungen, insbesondere lineare Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten, durch elektrische Schaltungen „darzustellen", liegt auf der Hand. Die Spannung $u(t)$ des Kondensators der Schaltung nach Fig. **859.1** genügt z. B. der Differentialgleichung

$$E(t) = Ri + u(t) = RC\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} + u. \tag{1}$$

Die Spannungen und Ströme von beliebig komplizierten Schaltungen, die nur Ohmsche Widerstände, Kapazitäten, Induktivitäten und Gegeninduktivitäten enthalten, ge-

nügen stets Systemen von linearen Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten. Beim heutigen Stande der Technik bereitet es keine Schwierigkeiten, Widerstände und Kondensatoren so herzustellen, daß ihre Impedanz in weiten Grenzen unabhängig von Strom und Spannung ist, daß also die Differentialgleichungen der aus ihnen hergestellten Schaltungen tatsächlich linear sind. Die Impedanz eines Widerstandes ist mit sehr guter Annäherung ohmisch, die eines Kondensators kapazitiv, während eine Spule im allgemeinen keine rein induktive Impedanz besitzt, weil ihre Verluste nicht vernachlässigt werden können. Die Herstellung von Widerständen und Kondensatoren mit engen Toleranzen, hoher Konstanz während der Lebensdauer und mit niedrigen Temperaturkoeffizienten beherrscht man. Sie sind obendrein klein und bei nicht zu hohen Anforderungen Massenware. Es sind also alle technischen Voraussetzungen erfüllt für die Realisierung von Schaltungen aus Widerständen und Kondensatoren, deren Ströme und Spannungen Systemen von linearen Differentialgleichungen mit konstanten, numerisch genau bekannten Koeffizienten genügen.



859.1 Die Serienschaltung von Widerstand und Kondensator wird im Analog-Rechner zur genäherten Integration, im Reaktor-Simulator zur Verwirklichung der Differentialgleichung des radioaktiven Zerfalls benutzt.

Die Differentialgleichung (1) geht durch triviale Umformungen in die Differentialgleichung des Zerfalls einer aktiven Substanz über. Sei $N(t)$ die zur Teit t vorhandene Menge einer Substanz, die mit der mittleren Lebensdauer τ zerfällt, während zugleich aus einer Muttersubstanz $S(t)$ Teilchen nachgeliefert werden; dann genügt $N(t)$ der mit Gl. (1) im wesentlichen übereinstimmenden Differentialgleichung

$$\tau\, S(t) = \tau \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} + N. \tag{2}$$

Man könnte also die extrem einfache Schaltung nach Fig. **859.1** für eine Analog-Rechnung des radioaktiven Zerfalls verwenden; man muß nur die EMK $E(t)$ ebenso mit der Zeit variieren lassen, wie $\tau\, S(t)$ variiert, und $RC = \tau$ machen. Die Spannung $u(t)$ ändert sich dann ebenso mit der Zeit wie die Aktivität $N(t)$ der Tochtersubstanz. Man hat es in der Hand, den Zeitmaßstab im Analog-Rechner gleich der natürlichen Zeit zu machen, indem man $RC = \tau$ wählt, oder auch, wenn dies zweckmäßig sein sollte, bei Werten $RC \neq \tau$ die Vorgänge im Analog-Rechner schneller oder langsamer als in der Wirklichkeit ablaufen zu lassen.

Natürlich kann man nicht nur elektrische Analog-Rechner bauen; die ersten großen Analog-Rechner waren mechanische Integratoren wie der von V. Bush, welcher auch Systeme von Differentialgleichungen mit einer Genauigkeit der Größenordnung 10^{-3} zu integrieren gestattet[1]).

Doch sind heute wohl meist die elektronischen Maschinen schneller, kompakter, leichter von einem Problem auf ein anderes umzustellen und billiger als die mechanischen.

Die Schnelligkeit der elektronischen Analog-Rechner erlaubt es oft, den Zeitmaßstab im Rechner gleich dem des realen Problems zu wählen, also z. B. die Zeitkonstante der Neutronenflußdichte im Reaktor und die Zeitkonstante, mit der die ihn repräsentierende Spannung im Rechner variiert, gleich groß zu machen. Man spricht dann von einem Echtzeit-Rechner. Von Echtzeit-Rechnern macht man Gebrauch, um eine Reaktorsteuerung, die schon gebaut ist, zu prüfen, ohne daß dazu ein Reaktor nötig wäre, indem man das Reaktorverhalten für die Regelgeräte mit Hilfe eines Echtzeit-Rechners simuliert. Die Regelgeräte verstellen Steuerungsglieder im Reaktorkern, meist Stäbe aus einem Material, das stark Neutronen absorbiert. Um mit Hilfe der Neutronenabsorber den Leistungspegel des Reaktors zu regeln, müssen die

[1]) Caldwell, S. H., u. Bush, V., J. Franklin Inst. **240** (1945), 255.

Regeleinrichtungen über einen Neutronenflußdichtemesser oder einen Temperaturfühler den Leistungspegel messen, diese Daten verarbeiten und ihnen entsprechend das Steuerglied verstellen. Der Simulator nimmt seinerseits als Eingangsdatum die Stellung des Absorberstabes entgegen, berechnet daraus als Echtzeit-Rechner die Neutronenflußdichte oder die Temperatur gemäß der als bekannt vorauszusetzenden Kinetik des projektierten Reaktors und liefert an Stelle der Neutronenflußdichtemesser oder Temperaturfühler dem Regler simulierte Werte der Neutronenflußdichte oder der Temperatur an. Die Regelvorrichtung kann also im geschlossenen Regelkreis geprüft werden, ohne daß ein Reaktor zur Verfügung stehen müßte.

Ganz analog kann man Simulatoren benutzen, um Bedienungspersonal für Reaktoren au schulen. Dabei braucht man keine besonders hohen quantitativen Anforderungen zn die simulierten Werte zu stellen, so daß derartige Geräte recht einfach sein können.

Von einem Analog-Rechner, der zur Lösung der typischen in der Reaktorkinetik und Reaktorregelung anfallenden Probleme geeignet sein soll, nicht nur eines bestimmten unter ihnen, wird man verlangen, daß man ihn bequem an ein hinreichend allgemeines System von gewöhnlichen Differentialgleichungen anpassen kann. Dazu gehört, daß man nichtlineare Differentialgleichungen und Differentialgleichungen in impliziter Form programmieren und empirische Funktionen einführen kann und daß die Anzahl der Gleichungen und der Terme in jeder Gleichung ausreichend groß sein dürfen. Ebenfalls muß man erreichen, daß die Zuordnung der einzelnen mathematischen Operationen eines gegebenen Systems von Differentialgleichungen zu den Baugruppen des Analog-Rechners und ihrer Zusammenschaltung einfach und übersehbar ist. Im folgenden Abschnitt werden wir sehen, mit welchen Strukturen der Schaltungen man einen zur Lösung von Systemen gewöhnlicher Differentialgleichungen geeigneten Analog-Rechner zu realisieren pflegt.

3.92 Die Verwirklichung der linearen Operationen im Analog-Rechner durch gegenkoppelnde geschlossene Verstärkerschleifen

Wir wollen das Prinzip, nach dem Analog-Rechner für die Lösung von Systemen gewöhnlicher Differentialgleichungen aufgebaut werden, zunächst am Beispiel einer linearen Differentialgleichung n-ter Ordnung mit konstanten Koeffizienten erläutern:

$$\sum_0^n a_\nu \frac{\mathrm{d}^\nu y}{\mathrm{d}t^\nu} = f(t). \tag{3}$$

Die linearen Operationen lassen sich mit elektrischen Schaltungen besonders leicht realisieren, weil die Kirchhoffschen Gleichungen für die Ströme und Spannungen eines aus Ohmschen Widerständen, Kapazitäten, Induktivitäten und Gegeninduktivitäten aufgebauten Netzwerks linear sind.

Die in der Differentialgleichung (3) vorkommenden Operationen lassen sich auf eine kleine Anzahl von Grundoperationen zurückführen:

1. Die einfache Integration $\quad y = \int^t f(t)\,\mathrm{d}t,$
2. Die Summation $\quad y = \sum_1^n f_\nu(t),$
3. Die Multiplikation mit Konstanten $\quad y = a\,f(t).$

Jeder dieser Operationen entsprechen einfache Schaltungen, die sich in der Gesamtschaltung des Analog-Rechners so oft wiederholen, wie es das vorgegebene Gleichungssystem erfordert. $f(t)$ ist die Eingangsspannung einer solchen Schaltung, $y(t)$ ihre Ausgangsspannung.

Das Beispiel der Gl. (1) könnte die Vorstellung nahelegen, daß man mit Schaltungen ohne Röhren auskommt. Doch ergibt sich schon bei der einfachsten Differentialgleichung vom Typ (3)

$$a\,y' = f(t), \tag{3a}$$

daß es unpraktisch wäre, auf Verstärker hoher Verstärkung zu verzichten.

3.921 Die Integration

Die Lösung der Gl. (3a) erfordert eine einfache Integration, die sich im Prinzip mittels einer Kapazität C realisieren läßt, deren Ladung Q ja gleich dem Integral des Ladestroms $i\,(t)$ über der Zeit ist.

$$Q = \int^t i(t)\,\mathrm{d}t.$$

Es läßt sich jedoch nicht ohne weiteres erreichen, daß ein Strom einen vorgeschriebenen Verlauf $i = f\,(t)$ hat, der durch die sich am Kondensator aufbauende Gegenspannung $u\,(t) = Q/C$ nicht beeinflußt würde (vgl. Fig. **859.1**). Was man leicht realisieren kann, ist vielmehr eine EMK $E = f(t)$, die von der Kondensatorspannung unabhängig ist. Wenn etwa $f\,(t)$ die Stellung eines Absorberstabs im Reaktorkern bedeuten sollte, so brauchte man nur ein Potentiometer mechanisch mit ihm zu koppeln und könnte dann am Potentiometer eine EMK $E = f\,(t)$ abgreifen. Um einen Ladestrom zu erzwingen (vgl. Fig. **859.1**), der der EMK proportional ist, muß man die Kondensatorspannung u so klein halten, daß sie in der Spannungsbilanz $E = Ri + u$ vernachlässigt werden kann:

$$u \ll R\,i.$$

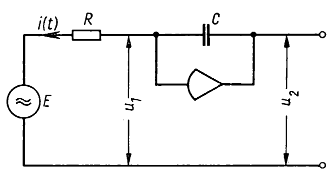
Unter dieser Voraussetzung findet man

$$u = \frac{1}{C}\int i\,\mathrm{d}t \cong \frac{1}{R\,C}\int E\,\mathrm{d}t; \tag{4}$$

ohne Vernachlässigung gilt

$$u = \frac{1}{R\,C}\int (E - u)\,\mathrm{d}t. \tag{5}$$

Wenn man also höchstens einen relativen Fehler $\varepsilon = 10^{-3}$ zulassen will, muß man dafür sorgen, daß das Resultat, die Spannung u, höchstens 1/1000 des Eingangsdatums, der EMK E, beträgt. Da es sehr unbequem wäre, insbesondere bei mehrfacher Integration, wie sie eine Differentialgleichung höherer Ordnung erfordert, Spannungen extrem unterschiedlicher Größe zu verarbeiten — sie dürfen ja weder den Analog-Rechner übersteuern noch im Rauschen oder in anderen unvermeidlichen kleinen Störspannungen untergehen — so muß man durch Einführen von Verstärkern allzu starke Unterschiede in den Spannungen ausgleichen.



861.1 Der zur einfachen RC-Schaltung hinzugefügte phasenumkehrende Verstärker gestattet, den Wert der Ausgangsspannung u_2 auf den der Eingangsspannung E zu bringen und die wirksame Zeitkonstante um den Verstärkungsfaktor zu erhöhen.

Man verstärkt nun jedoch nicht einfach die Spannung $u(t)$, sondern führt zugleich einen Kunstgriff ein, eine Gegenkopplung, die die wirksame Kapazität des Kondensators um einen Faktor vergrößert, der gleich der Spannungsverstärkung des Verstärkers ist. Dies ist eine angenehme Beigabe, da die benötigten hochwertigen Kondensatoren extrem guter Isolation und sehr kleiner dielektrischer Nachwirkung nicht billig sind und nicht so klein sein können wie handelsübliche, weniger gut isolierende Kondensatoren bei gleicher Kapazität. Die Verstärkung und Gegenkopplung verwirklicht man mittels eines phasenumkehrenden Verstärkers mit der hohen Spannungsverstärkung $A \gg 1$ zwischen seinem Eingang und Ausgang, der nach Fig. **861.1** zu

den Elementen der Schaltung nach Fig. **859.1** hinzugefügt wird. Der einfachste Verstärker dieser Art ist der Einröhrenverstärker nach Fig. **862.1**; doch muß man zur Erzielung einer ausreichenden Verstärkung im allgemeinen mehr als eine Röhre aufwenden. Mit der Eingangsspannung u_1 und der Ausgangsspannung u_2 ergeben sich folgende Beziehungen für die Ströme und Spannungen der Schaltung von Fig. **861.1**:

$$E(t) = R\,i + u_1, \qquad u_2 = -A\,u_1 \tag{6}$$

$$\int i\,\mathrm{d}t = (u_1 - u_2)\,C = +\,u_1\,(1 + A)\,C.$$

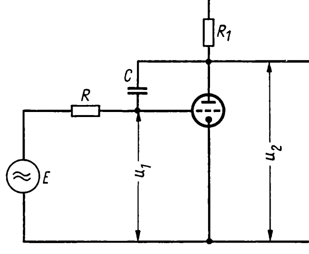
Daraus folgt:

$$-A\,E(t) = (1 + A)\,R\,C\,\frac{\mathrm{d}u_2}{\mathrm{d}t} + u_2$$

$$u_2 = -\frac{A}{(1 + A)\,R\,C}\int^t \left(E + \frac{u_2}{A}\right)\mathrm{d}t. \tag{7}$$

Der relative Fehler ε der Integration ist also nur von der Größenordnung u_2/AE, um den Faktor $1/A$ kleiner, als er bei gleichen Werten der Eingangs- und Ausgangsspannung in der Schaltung nach Fig. **859.1** wäre; wenn $A \gg 1$ und demnach $\varepsilon \ll 1$ gilt, folgt

$$u_2 \cong -\frac{1}{R\,C}\int^t E\,\mathrm{d}t. \tag{7a}$$



862.1 Der einfachste phasenumkehrende Integrierverstärker

In der Grenze verschwindenden Fehlers ε, also verschwindender Spannung u_1, ist das Verhalten der Schaltung nach Fig. **861.1** sehr durchsichtig. Der Strom im Widerstand R genügt dann der Gleichung $i = E/R$. Er kann, sofern die Eingangsimpedanz des Verstärkers unendlich ist, nur auf den Kondensator weiterfließen. Dessen Ladung und also auch seine Spannung sind daher dem Zeitintegral der EMK proportional.

Wie immer bei linearen Schaltungen, beschafft man sich auch bei Integratoren einen wichtigen Einblick in ihr Verhalten, wenn man ihre Reaktion auf sinusförmige Vorgänge untersucht. Für die ideale Integration findet man

$$\int \sin\omega t\,\mathrm{d}t = -\frac{1}{\omega}\cos\omega t.$$

Der Betrag des Übertragungsmaßes, d. h. die Amplitude der Ausgangsspannung ($= \omega^{-1}$) dividiert durch die Amplitude der Eingangsspannung ($= 1$) ist ω^{-1}. Das Übertragungsmaß des idealen Integrators ist unendlich in der Grenze tiefer Frequenzen und verschwindet bei hohen Frequenzen. Das Übertragungsmaß „unendlich" läßt sich nicht realisieren; die Integration beliebig langsamer Vorgänge im Echtzeit-Rechner ist daher nicht möglich. Wegen der großen Verstärkung bei tiefen Frequenzen muß man damit rechnen, daß die Stabilisierung der Arbeitspunkte der Verstärker Schwierigkeiten macht. Dagegen ist die Abnahme des Übertragungsmaßes bei hohen Frequenzen erwünscht, weil der Aufwand für einen Verstärker nicht nur mit dem Verstärkungsfaktor wächst, sondern ebenso mit der Breite des zu übertragenden Frequenzbandes, weil das Rauschen des Verstärkers mit der Bandbreite wächst und weil die Stabilisierung des Verstärkers gegen sich selbst erregende hochfrequente Störschwingungen erleichtert wird.

Differenzierende Schaltungen sind nicht komplizierter als integrierende. Die Schaltung nach Fig. **859.1** kann man statt zur Integration ebensogut zur Differentiation der angelegten EMK benutzen; dazu muß man nur die Spannung $u_R = Ri$ am Wider-

stand als Ausgangsspannung benutzen und die Bedingung $u_R \ll u$ einhalten. Der Betrag des Übertragungsmaßes der idealen Differentiation wird wegen

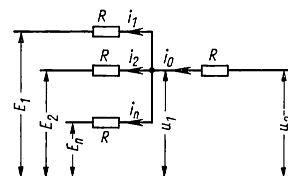
$$\frac{\mathrm{d}\sin\omega t}{\mathrm{d}t} = \omega\cos\omega t$$

gleich ω; das Übertragungsmaß geht also mit wachsender Frequenz gegen unendlich. Wegen der nunmehr benötigten großen Bandbreite der Verstärkung, wegen des damit verbundenen Aufwandes, des Rauschens und der Schwinggefahr wegen empfehlen sich derartige Schaltungen nicht. Es bereitet auch gar keine Schwierigkeiten, die Differentialgleichung (3) so umzuschreiben, daß an Stelle der Differentiationen nur Integrationen bis zur n-fachen in ihr vorkommen, indem man $\mathrm{d}^n y/\mathrm{d}t^n = z$ setzt.

Dann entsteht

$$\sum_0^n a_{n-\nu} \int \ldots \int z\,\mathrm{d}t_1 \ldots \mathrm{d}t_\nu = f(t). \tag{3b}$$

Die mehrfachen Integrale in Gl. (3b) lassen sich durch wiederholte Anwendung der Schaltung nach Fig. **861.1** berechnen.



863.1 Summation der Ströme im Knotenpunkt eines Netzwerkes von Ohmschen Widerständen

3.922 Die Summation

Die Summation $y = \sum_1^n f_\nu(t)$ verwirklicht man ganz ähnlich wie die Integration. An die Stelle der Integration eines Stromes durch einen Kondensator tritt die Strombilanz im Knotenpunkt eines Netzwerkes von Ohmschen Widerständen (vgl. Fig. **863.1**), für das Gl. (8)

$$\sum_1^n i_\nu = i_0 \tag{8}$$

gilt. Da man zunächst wieder über elektromotorische Kräfte $E_\nu = f_\nu(t)$ verfügt, so erhält man den E_ν proportionale Ströme nur näherungsweise, wenn in den exakten Gleichungen

$$i_\nu = \frac{E_\nu - u_1}{R} \tag{9}$$

die Spannung u_1 des Knotenpunktes gegen die E_ν vernachlässigt werden kann. Man nimmt ganz wie bei der Integration einen Verstärker hinzu, um die Ausgangsspannung der Summierschaltung wieder auf den Wert ihrer Eingangsspannungen E_ν zu bringen. Dazu dient der gleiche phasenumkehrende Verstärker mit dem Verstärkungsfaktor $A \gg 1$, der auch zur Integration benutzt wird. Es entsteht die Schaltung nach Fig. **863.2**, für deren Ströme und Spannungen bei $R_\nu = R_0 = R$ die folgenden Gleichungen gelten:

863.2 Der zur Schaltung nach Fig. **863.1** hinzugefügte phasenumkehrende Verstärker gestattet, den Wert der Ausgangsspannung u_2 auf den der Eingangsspannungen E_ν zu erhöhen.

$$R\,i_\nu = E - u_1, \qquad \sum_1^n i_\nu = i_0, \qquad u_2 - u_1 = -R\,i_0, \qquad u_2 = -A\,u_1. \tag{10}$$

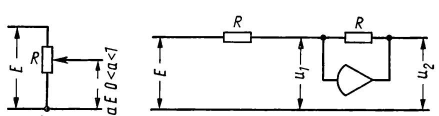
Durch Elimination ergibt sich

$$u_2 = -\frac{1}{1 + \frac{n+1}{A}} \sum_1^n E_\nu \cong -\sum_1^n E_\nu. \tag{11}$$

Der Näherungsausdruck ergibt sich unmittelbar aus der Schaltung nach Fig. **863.2** für $u_1 = 0$. Voraussetzung ist wieder, daß die Eingangsimpedanz des Verstärkers unendlich ist.

3.923 Die Multiplikation mit Konstanten

Eine Multiplikation mit Konstanten $0 < a < 1$ läßt sich mit Hilfe von Potentiometern, d. h. Spannungsteilern nach Fig. **864.1**, verwirklichen. Eine Multiplikation mit Konstanten, deren Betrag auch größer als 1 sein kann, läßt sich offensichtlich durch eine naheliegende Verallgemeinerung der eben besprochenen Schaltungen erreichen. Man benutzt in der Summationsschaltung verschieden große Widerstände R_ν und in der Integrationsschaltung mehrere parallele Zweige mit verschiedenen Widerständen R_ν; dem entsprechen die Gleichungen



864.1 (links) Ohmsche Spannungsteiler gestatten die Verwirklichung der Multiplikation mit Konstanten $0 < a < 1$.

864.2 (rechts) Schaltung zur Verwirklichung der Multiplikation mit -1.

$$u_2 = -\sum_1^n \frac{R_0}{R_\nu} E_\nu \quad \text{und} \quad u_2 = -\frac{1}{C}\int^t \sum_1^n \frac{E_\nu}{R_\nu}\, dt. \tag{12) und (13}$$

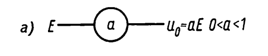
Es läßt sich oft nicht umgehen, einen Verstärker zu benutzen, dessen Aufgabe nur darin besteht, das Vorzeichen einer Spannung umzukehren. Man verwendet dazu die Schaltung nach Fig. **864.2**.

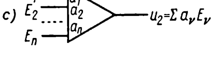
3.924 Die Programmierung einer Differentialgleichung bei gegebenen Anfangswerten

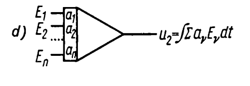
Das Verfahren, eine Differentialgleichung dem Analog-Rechner aufzuschalten, ihn zu programmieren, übersieht man leicht an Hand eines einfachen Beispiels. Dazu mag die Schwingungsgleichung

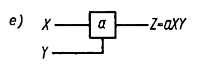
$$y'' + a_1 y' + a_0 y = 0, \qquad 0 < a_1 < 1,\ 0 < a_0 < 3 \tag{14}$$

dienen. Um die zugehörige Zusammenschaltung der Baugruppen des Analog-Rechners bequem zu überschauen, empfiehlt es sich, sie in einem Blockschaltbild darzustellen. Wir verwenden dazu die gleichen Symbole, die von G. und T. Korn benutzt werden[1]). Sie sind in Fig. **864.3** zusammengestellt.









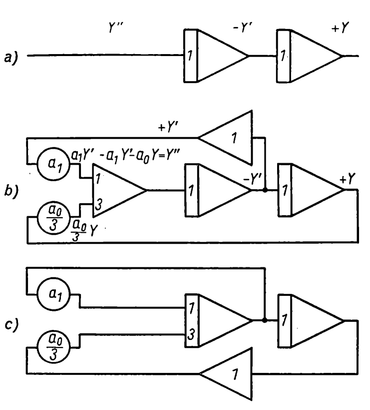
864.3 Symbole für Blockschaltbilder zur Darstellung der Programmierung von Analog-Rechnern. a) Multiplikation mit der positiven Konstanten $a < 1$; b) Rechenverstärker; c) Summierverstärker; d) Integrierverstärker; e) Multiplikation der beiden Variablen X und Y; f) Funktionsgeber

Um ein den Relationen der Gl. (14) entsprechendes Blockschaltbild aufzustellen, nehmen wir zunächst an, die Spannung, welche die höchste in der Gleichung vorkommende Ableitung — also y'' — repräsentiert, stünde zur Verfügung; dann ergeben sich die niederen Ableitungen einschließlich der Unbekannten y durch Integrationen (vgl. Fig. **865.1** a). Aus $-y'$ und y erhalten wir durch Multiplikation mit Konstanten und Summation $-a_1 y' - a_0 y$; wir benötigen dazu einen Umkehrverstärker. Die Größe

[1]) Korn, G., u. Korn, T., Electronic Analog Computers. 2. Aufl., S. 37. New York 1956; siehe auch Nucleonics **15** Nr. 5, (1957), 70.

$-a_1 y' - a_0 y$ soll laut Gl. (14) mit der Eingangsspannung des ersten Integrierverstärkers übereinstimmen. Wir brauchen also nur den Ausgang des Summierverstärkers mit dem Eingang des ersten Integrierverstärkers zu verbinden, um zu erzwingen, daß alle Spannungen entsprechend Gl. (14) variieren. Um unter den Lösungen der Differentialgleichung (14) eine bestimmte zu erhalten, müssen wir die dieser Lösung entsprechenden Anfangswerte $y'(0)$ und $y(0)$ einführen, ehe wir den Analog-Rechner seine Rechnung beginnen lassen. Wir müssen dazu nur die Kondensatoren der Integrierverstärker auf die den Anfangswerten entsprechenden Anfangsspannungen aufladen.

Offensichtlich können wir einen Summierverstärker einsparen und gelangen zum Blockschaltbild nach Fig. **865.1** c. Ferner können wir den Faktor 3 in jedem der drei Verstärker unterbringen. Je komplizierter das System von Differentialgleichungen ist, um so mehr Varianten der Programmierung werden zulässig sein.



865.1 Blockschaltbild für die Programmierung der Schwingungsgleichung $y'' + a_1 y' + a_0 y = 0$, $0 < a_1 < 1$, $0 < a_0 < 3$

Der Analog-Rechner kann nur dann eine Lösung liefern, wenn keiner der Verstärker zu irgendeinem Zeitpunkt übersteuert wird. Rechenverstärker sollten daher eine Übersteuerungsanzeige haben, z. B. Glimmlampen. Wir müssen ebenso darauf halten, daß die zeitlichen Änderungen der Spannungen weder zu schnell noch zu langsam verlaufen, damit die linearen Verzerrungen des Rechners vernachlässigbar klein bleiben. Um ein Überfordern des Rechners zu vermeiden, können wir die Differentialgleichungen transformieren, indem wir $y \to \alpha\eta$, $t \to \beta\tau$ setzen. Wir können ferner durch Einfügen von Faktoren, deren Wirkungen auf das Endresultat sich kompensieren, das Spannungsniveau der einzelnen Rechenelemente gegeneinander verschieben[1]).

Zur Darstellung des Resultats verwendet man bei repetierenden Analog-Rechnern und nicht zu hohen Anforderungen an die Genauigkeit Braunsche Röhren, auf denen stehende Bilder erzeugt werden. Bei genügend langsam ablaufenden Vorgängen kann man Schreiber benutzen; zum Aufzeichnen der Resultate von Analog-Rechnungen sind Registriergeräte hoher Genauigkeit mit Schreibflächen bis zu 1 m^2 entwickelt worden.

3.93 Die Stabilisierung von Rechenverstärkern

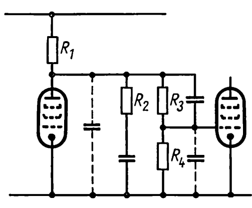
Die stark gegengekoppelten und hochverstärkenden Gleichstromverstärker der Analog-Rechner, wie sie zur Summation oder Integration benutzt werden, müssen gegen hochfrequente, sich selbst erregende Störschwingungen und gegen langsame Verschiebungen ihres Arbeitspunktes stabilisiert werden. Beides erfordert nichttriviale Methoden.

3.931 Stabilisierung gegen hochfrequente Störschwingungen

Eine Stabilisierung gegen hochfrequente Störschwingungen ist erforderlich, weil kleine Schaltkapazitäten, z. B. die Eingangs- und Ausgangskapazität der Röhren bei hohen

[1]) Ins einzelne gehende Beispiele für die Programmierung von komplizierten, auch nichtlinearen Differentialgleichungen finden sich bei Korn, G., u. Korn, T., Electronic analog Computers 2. Aufl., S. 30, und Johnson, C. L., Analog Computer Techniques, New York 1956, S. 20; ferner Abschn. 3.95.

Frequenzen, Phasendrehungen verursachen, die die Gegenkopplung in eine positive Rückkopplung verwandeln. Damit keine Störschwingungen entstehen, muß die Phasendrehung für alle diejenigen Frequenzen kleiner als π gehalten werden, bei denen der Betrag der Verstärkung noch größer als Eins ist. Nun ist die Abnahme des Betrages der Verstärkung eng gekoppelt mit der Phasendrehung, weil beide Größen Real- und Imaginärteil derselben analytischen Funktion sind (genauer der Logarithmus des Betrages und die Phase). Nach einem bekannten Resultat von Bode[1]) gilt ganz generell, was man schon dem Beispiel des Widerstandsverstärkers mit n gleichen Stufen ansieht, dessen Übertragungsmaß $(1 + j\omega)^{-n}$ bei hohen Frequenzen wie ω^{-n} abnimmt, während zugleich die Phase um $n\,\pi/2$ gedreht wird: Bei einer beliebigen linearen Schaltung wird die Phase mindestens um π gedreht, wenn der Betrag des Übertragungsmaßes bei hohen Frequenzen je Oktave um 2^{-2} (also um 12 db) oder stärker abnimmt. Die Verstärkung muß also merklich langsamer als ω^{-2} abnehmen, damit keine Schwinggefahr besteht. Man muß den Gang von Betrag und Phase des Übertragungsmaßes in einem Frequenzbereich kontrollieren, der sehr viel größer ist als der Bereich der in den zu verstärkenden Spannungen enthaltenen Komponenten.



866.1 Netzwerk zwischen zwei Verstärkerröhren zur Stabilisierung gegengekoppelter Gleichstromverstärker gegen selbsterregte hochfrequente Störschwingungen

Zur Verhinderung übermäßiger Phasendrehungen dienen meist RC-Netzwerke zwischen den Verstärkerröhren nach Fig. **866.1**, die nach einem einfachen Verfahren dimensioniert werden, das wir kurz schildern wollen. Das Übertragungsmaß eines gegengekoppelten Verstärkers mit der Verstärkung $A\,(p)$ und dem Gegenkopplungsfaktor $\beta\,(p)$ läßt sich in der Form $A/(1 - \beta A)$ schreiben; $p = \nu + j\omega$ ist die komplexe Frequenz. Bei tiefen Frequenzen ist A reell und negativ. Die Schleifenverstärkung βA ist eine rationale Funktion der Frequenz, die für $\omega \to \infty$ gegen Null geht. Der Abfall der Verstärkung bei hohen Frequenzen ist eine unvermeidbare Folge der parasitären Kapazitäten, die die Anoden der Verstärkerröhren belasten. Der Grad des Nennerpolynoms $H\,(p)$ in

$$\beta A = \beta(0)\,A\,(0)\,\frac{G(p)}{H(p)} = \beta(0)\,A\,(0)\,\frac{\prod\limits_{\varkappa}(1 + p\,\tau_\varkappa')}{\prod\limits_{\lambda}(1 + p\,\tau_\lambda)}$$

ist also größer als der des Zählerpolynoms $G\,(p)$. Wenn der RC-Verstärker keine inneren Rückkopplungsschleifen enthält, sind die Nullstellen $-\tau_\varkappa'^{-1}$ und $-\tau_\lambda^{-1}$ negativ reell. Die Phase φ von $G\,(p)/H\,(p)$ bei Frequenzen $p = j\omega$ wird dann

$$\varphi = \sum_\varkappa \operatorname{arc\,tan} \omega\,\tau_\varkappa' - \sum_\lambda \operatorname{arc\,tan} \omega\,\tau_\lambda,$$

so daß die Terme des Zählers positive, die des Nenners negative Phasendrehungen bewirken.

$\varphi(\omega)$ läßt sich bei logarithmischer Frequenzskala mit Hilfe einer Schablone der arc tan-Funktion leicht zeichnen. Man kann die Beiträge der einzelnen phasenkorrigierenden Netzwerke zu $G\,(p)$ und $H\,(p)$ leicht übersehen und bei abwechselnder Lage der Zähler- und Nennerzeitkonstanten durch Probieren ihre Werte so verteilen, daß für alle Frequenzen $j\omega$, bei denen der Betrag der Schleifenverstärkung βA noch größer als Eins ist, keine unzulässigen Phasendrehungen auftreten[2]).

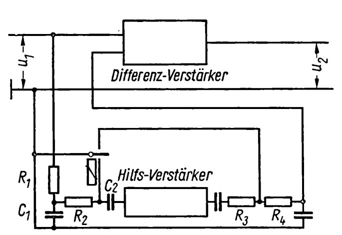
[1]) Bode, H. W., Network Analysis and Feedback Amplifiers, New York 1945.

[2]) Ein vollständig durchgerechnetes Beispiel für die eben skizzierte Dimensionierung der phasenkorrigierenden Netzwerke findet man bei McRae, D., in Valley-Wallman, Vacuum Tube Amplifiers, S. 376, New York 1948.

Auch wenn jeder einzelne Rechenverstärker bei frequenzunabhängiger Gegenkopplung $\beta = 1$ noch stabil ist, kann man nicht garantieren, daß sich keine Störschwingungen erregen, wenn ein Differentialgleichungssystem dem Analog-Rechner aufgeschaltet ist und viele Verstärker in komplizierten Rückkopplungen verbunden sind. Man kann meist den Störschwingungen aus dem Wege gehen, da bei gegebenem kompliziertem Differentialgleichungssystem viele verschiedene Programmierungen möglich sind.

3.932 Die Stabilisierung des Arbeitspunktes

Wenn die Rechenzeiten nicht sehr kurz sind, machen sich langsame Verschiebungen der Arbeitspunkte der Gleichstromverstärker bemerkbar; eine konstante kleine Fehlerspannung muß zu einem beliebig großen Fehler führen, wenn man sie nur lange genug integriert. Das Auftreten von Fehlerspannungen $u_1 \neq 0$ am Eingang der Rechenverstärker (vgl. Fig. **861**.1 und **863**.2) kann man einem Vorschlag von Goldberg entsprechend[1]) durch zusätzliche Wechselstromverstärker bekämpfen. Die Eingangsspannung u_1 des Hauptverstärkers nach Fig. **867**.1 wird durch ein Filter $R_1 C_1$ von in ihr enthaltenen hochfrequenten Komponenten befreit und über $R_2 C_2$ an den Eingang des Hilfsverstärkers gelegt. Der Kondensator C_2 wird periodisch durch ein Relais mit einer Frequenz geerdet, die größer als die Grenzfrequenz des von $R_1 C_1$ gebildeten Filters ist. An den Eingang des Hilfsverstärkers gelangt also eine Rechteckspannung, deren Amplitudensprünge gleich dem niederfrequenten Anteil der Fehlerspannung u_1 des Hauptverstärkers sind. Am Ausgang des Hilfsverstärkers wird eine komplementäre RC-Kombination benutzt; die Ausgangsspannung wird von dem gleichen Relais synchron geerdet. Nach dieser synchronen Gleichrichtung entsteht wieder eine Gleichspannung, die nach Größe und mit Vorzeichenumkehr der Fehlerspannung u_1 folgt. Diese Gleichspannung wird auf einen zweiten Eingang des Hauptverstärkers gegeben, der als Differenzverstärker ausgelegt ist. Für die tiefen Frequenzen ergibt sich aus der Hintereinanderschaltung des Hauptverstärkers mit der Verstärkung A_1 und des Hilfsverstärkers mit der Verstärkung A_2 die Gesamtverstärkung $A = A_1 (1 + A_2)$. Bei hohen Frequenzen, die ja durch Siebung vom Hilfsverstärker ferngehalten werden, beträgt die Verstärkung nur A_1. Die Fehlerspannung wird um den Faktor $A_2{}^{-1}$ herabgesetzt, da der Hilfsverstärker als Wechselstromverstärker keine nennenswerte eigene Drift besitzt.



867.1 Stabilisierung eines Hauptverstärkers gegen langsame Wanderungen des Arbeitspunktes durch einen Wechselstromverstärker und Synchrongleichrichter nach Goldberg

Zu beachten ist, daß Gitterstrom im ersten Rohr des Hauptverstärkers auch fließen kann, wenn seine Eingangsspannung u_1 verschwindet. Dieser Fehlerstrom kann durch einen hochwertigen Serienkondensator vor dem Hauptverstärker eliminiert werden. Dann erfolgt allerdings die Übertragung der tiefen Frequenzen ausschließlich über den Hilfsverstärker und die Synchrongleichrichtung.

Wenn ein Analog-Rechner viele Gleichstromverstärker enthält, kann es zweckmäßig sein, einen und denselben Hilfsverstärker über einen Kommutator zeitlich gestaffelt die sämtlichen Hauptverstärker korrigieren zu lassen. Die Korrektionsspannung wird am zweiten Eingang eines Hauptverstärkers in einem Gedächtnis, einem Kondensator, gespeichert, während die übrigen Verstärker vom Hilfsverstärker und Kommutator bedient werden.

---

[1]) Goldberg, E. A., RCA Rev. **11** (1950), 296.

3.94 Multiplikatoren und Funktionsgeber

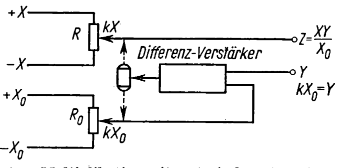
Während für die Verwirklichung der linearen Operationen sehr übersichtliche und einfache Verfahren zur Verfügung stehen und die elektronischen Analog-Rechner in der ganzen Welt recht einheitlich in der oben geschilderten Weise integrieren, summieren und mit Konstanten multiplizieren, benutzt man für die nichtlinearen Operationen, wie das Multiplizieren zweier Zeitfunktionen miteinander oder die Einführung empirischer Funktionen, die mannigfaltigsten Methoden, die sich schwer in ein System bringen lassen. Der Grund ist wohl darin zu suchen, daß die Kirchhoffschen Gesetze für Netzwerke aus Widerständen, Kondensatoren und Spulen linear sind und daß dasjenige Gesetz, das man Verstärkern in ihren normalen Arbeitsbereichen mit hoher Genauigkeit durch einen einfachen Kunstgriff, eine Gegenkopplung, aufzwingen kann, gleichfalls linear ist. Es bedarf eines größeren Aufwandes, um von den linearen Eigenschaften einfacher Schaltungen zu allgemeineren Operationen fortzuschreiten.

3.941 Das Vorzeichen bei der Multiplikation

Eine Multiplikationsschaltung, die das Produkt zweier Faktoren festen Vorzeichens bilden kann, heißt eine Einquadrantenschaltung. Man spricht von Zweiquadrantenschaltungen, wenn einer der beiden Faktoren sein Vorzeichen wechseln darf, und von Vierquadrantenverfahren, wenn beide Faktoren ihr Vorzeichen wechseln dürfen. Im Prinzip kann man jede Einquadrantenschaltung durch Hinzunahme linearer Verstärker zu einer Zwei- oder Vierquadrantenschaltung ergänzen. Wenn etwa das Produkt $Z = XY$ zu bilden ist mit $X > 0$, $Y > -A^2$, so bildet man zunächst $Y + B > 0$ mit einer Konstanten $B > A^2$; sodann multipliziert man $X(Y + B) = XY + BX > 0$ und zieht davon mit Hilfe eines linearen Verstärkers BX wieder ab. Es gibt, wie wir sogleich sehen werden, Mehr-Quadrantenschaltungen, bei denen ein solcher Umweg sich erübrigt.

3.942 Multiplikation mit motorisch gesteuerten Potentiometern

Wenn einer der beiden Faktoren eines Produkts (Y) sich nur mäßig schnell mit der Zeit ändert, kann man eine Multiplikation mit servogesteuerten Potentiometern verwirklichen. Eine Vierquadrantenschaltung ist in Fig. **868.1** dargestellt. Die beiden gleichen Potentiometer sind mechanisch starr so miteinander gekoppelt, daß die beiden Schleifer auf ihnen denselben Bruchteil ihrer Gesamtspannung abgreifen. Der Differenzverstärker steuert den Motor so, daß die Verstärkerausgangsspannung Null, also die am zweiten Potentiometer abgegriffene Spannung $kX_0 = Y$ wird. Am Abgriff des ersten Potentiometers entsteht damit eine Spannung $Z = kX = XY/X_0$; das ist bei fester Hilfsspannung X_0 das Produkt der beiden Zeitfunktionen X und Y. Derartige Anordnungen kann man mit großer Rechengenauigkeit herstellen.



868.1 Multiplikation mit motorisch gesteuerten, mechanisch gekoppelten Potentiometern

3.943 Multiplikation durch Doppelmodulation

Rein elektronische Verfahren erlauben ein wesentlich schnelleres Multiplizieren als das eben beschriebene elektromechanische. Mit Hilfe von Doppelmodulation, z. B. gleichzeitiger Modulation der Amplitude und Dauer von äquidistanten Impulsen oder gleichzeitiger Modulation von Amplitude und Frequenz eines Sinusträgers, kann man leicht

eine rein elektronische Multiplikation darstellen. Im ersten Fall ist die Fläche eines Impulses, also sein Gleichstrominhalt, dem Produkt von Amplitude und Dauer proportional, im zweiten Fall erhält man am Ausgang eines üblichen frequenzdemodulierenden Diskriminators eine Spannung, die dem Produkt der beiden Modulationsgrade proportional ist. Besonders von der gleichzeitigen Amplituden- und Dauermodulation von Impulsen wird viel Gebrauch gemacht, da zur erforderlichen Modulation der Impulse viele einigermaßen einfache und genaue Verfahren zur Verfügung stehen. Eine Genauigkeit von 10^{-3} läßt sich so mit vernünftigem Aufwand erreichen[1]).

3.944 Multiplikation mit quadratischer Charakteristik

Da man Schaltungen herstellen kann, die mit guter Annäherung eine quadratische Charakteristik haben, deren Ausgangsspannung also dem Quadrat der Eingangsspannung proportional ist, wird häufig eine Multiplikation auf Grund der Relation

$$Z = \frac{1}{4}(X + Y)^2 - \frac{1}{4}(X - Y)^2 = X\,Y$$

verwirklicht[2]).

3.945 Multiplikation mit logarithmischer Charakteristik

Man kann mit guter Genauigkeit eine logarithmische Charakteristik realisieren und ebenso eine exponentielle. Damit wird eine Multiplikation nach

$$Z = e^{\ln X + \ln Y} = X\,Y$$

möglich[3]).

3.946 Erzeugung von Zeitfunktionen, die Lösungen programmierbarer Differentialgleichungen sind

Wenn man zur Programmierung einer Differentialgleichung Zeitfunktionen einführen muß, die ihrerseits einer einfachen Differentialgleichung genügen, so gewinnt man sie am einfachsten durch Lösung der sie erzeugenden Differentialgleichung im Analog-Rechner. Wenn es sich z. B. um die Mathieusche Differentialgleichung

$$Y'' + (1 + \lambda \sin \omega t)\, y = 0$$

handeln würde, wäre es zweckmäßig, die Funktion $\sin \omega t$ durch zusätzliches Programmieren von $z'' + \omega^2 z = 0$ mit der Anfangsbedingung $z(0) = 0$, $\dot{z}(0) = 1$ zu erzeugen und dann die Gleichung $y'' + (1 + \lambda z)\, y = 0$ zu lösen. Es ist evident, daß man so zahlreiche Zeitfunktionen einführen kann, wenn sie nur programmierbaren Differentialgleichungen genügen.

3.947 Erzeugung empirischer Funktionen durch angezapfte Potentiometer

Wenn eine empirische Funktion der Zeit oder einer Maschinenvariabeln, d. h. einer Spannung irgendeines Bauelements im Analog-Rechner mäßig schnell mit der Zeit variiert, läßt sie sich ganz ähnlich dem in Abschn. 3.942 geschilderten Verfahren mit angezapften Potentiometern verwirklichen. Zu diesem Zweck sind Potentiometer mit einer großen Zahl von Anzapfen (bis zu 100) entwickelt worden. Legt man an jeden Anzapf eine einstellbare feste Spannung, so erhält man als Funktion der Schleiferstellung eine EMK, die zwischen den Anzapfen linear mit dem Winkel des Schleifers

[1]) Chance, B., Waveforms, S. 389 u. 466, New York 1949.
[2]) Korn, G., u. Korn, T., Electronic Analog Computers, 2. Aufl., S. 281, New York 1956.
[3]) Korn, l. c. S. 281 u. Broomall, J., u. Riebman, L., Proc. Inst. Rad. Engrs. 40 (1952), 568.

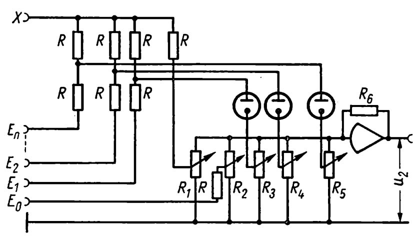
gegen den Wicklungsanfang variiert. Man kann also eine stetige, sonst beliebige, z. B. graphisch gegebene Funktion durch Stücke gerader Linien annähern. Bei Belastung des Potentiometers ergeben sich Korrekturen, ohne daß die Art der Approximation wesentlich geändert würde[1]). Läßt man den Schleifer des Potentiometers mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotieren, so kann man periodische Funktionen der Zeit darstellen. Verwendet man angezapfte Potentiometer in der Nachlaufschaltung nach Fig. **868.1**, so kann man empirische Funktionen einer Maschinenvariabeln realisieren.

3.948 Erzeugung empirischer Funktionen mit Dioden-Schaltungen

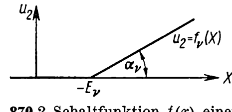
Eine ähnliche Approximation einer empirischen Funktion durch Stücke gerader Linien kann man auch rein elektronisch mit Hilfe von Dioden realisieren und sich von den Einschränkungen befreien, die mit der Trägheit mechanischer Bauelemente verbunden sind. Eine ideale Diode hat in Flußrichtung den Widerstand 0, in Sperrichtung unendlich; der Übergang erfolgt bei der Spannung Null zwischen Anode und Kathode. Ein Beispiel für die Verwendung von Dioden zur Erzeugung empirischer Funktionen zeigt Fig. **870.1**. Mit dieser Schaltung kann man eine Funktion

$$u_2 = a_0 + a_1 x + \sum_1^n f_\nu(x)$$

erzeugen [$f_\nu(x)$ nach Fig. **870.2**].



870.1 Verwirklichung empirischer Funktionen durch Diodenschaltungen



870.2 Schaltfunktion $f(x)$ einer Diode nach Fig. **870.1**

3.95 Spezielle Analog-Rechner und Simulatoren für die Reaktortechnik

Zu den Aufgaben aus der Reaktorkinetik, die sich mit Analog-Rechnern behandeln lassen, gehören vor allem Probleme der Neutronenbilanzen, in denen verzögerte Neutronen, Vergiftung durch Xenon, Samarium oder sonst Bildung und Zerfall von Kernen nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen eine Rolle spielen.

Eine zweite Gruppe von Aufgaben für den Analog-Rechner ergibt sich aus Problemen des Wärmeaustausches, der Anpassung des Wärmeflusses an Laständerungen bei Reaktoren für die Energieerzeugung und aus der Berücksichtigung der Rückwirkung der Temperatur des Reaktorkerns auf die Neutronenbilanz.

Schließlich kann man die Vorgänge in den Regel- und Steuervorrichtungen mit dem Analog-Rechner untersuchen und in einer genügend großen Maschine das Zusammenspiel aller Einflüsse studieren.

Die einfachsten Analog-Rechner, die zur Untersuchung oder Simulierung der Neutronenbilanz dienen, können das System von inhomogenen linearen Differentialgleichungen lösen, das die Neutronenbilanz bei beliebigem gegebenem zeitlichen Verlauf der Überschußreaktivität unter Berücksichtigung von fünf oder sechs Gruppen verzögerter Neutronen bestimmt.

Sei $n = n(t)$ die zeitabhängige Neutronenflußdichte, τ_g die Neutronengenerationsdauer, β der Bruchteil der verzögerten Spaltungsneutronen, β_i der Bruchteil der i-ten Gruppe von verzögerten Neutronen ($\beta = \sum_i \beta_i$), $C_i = C_i(t)$ die Dichte von Kernen der i-ten Muttersubstanz der verzögerten Neutronen, λ_i die Zerfallskonstante der i-ten

[1]) Korn, G. A., u. Korn, T. M., Electronic Analog Computers. 2. Aufl., S. 327, New York 1956.

Gruppe von Mutterkernen, S die Neutronenproduktion je Raum- und Zeiteinheit unter Ausschluß der neutroneninduzierten Spaltung, $k_{ü} = k_{ü}(t)$ die Überschußreaktivität, so ergibt sich für den Zuwachs an Neutronen je Generation (s. Abschn. 3.531)

$$\tau_g \frac{dn}{dt} = n\,k_{ü} - n\,\beta_i + \tau_g \sum_i \lambda_i C_i + \tau_g S \tag{15a}$$

und für die Muttersubstanzen der verzögerten Neutronen

$$\tau_g \frac{dC_i}{dt} = n\,\beta_i - \tau_g \lambda_i C_i. \tag{15b}$$

Die Überschußreaktivität wird durch die Stellung der Absorberstäbe im Reaktorkern geregelt. Die vom Neutronenabsorber nicht beeinflußbare Neutronenproduktion S durch spontane Spaltung, kosmische Strahlung und ähnliches hängt sehr von der Reaktortype und seiner Vorgeschichte ab. Zahlenwerte der Größen λ_i bzw. τ_i und β_i für thermische mit Uran 235 gespeiste Reaktoren sind in Tab. **30.**1 zusammengestellt[1]). Die Temperatur des Reaktorkerns hat einen sehr wesentlichen Einfluß auf die Überschußreaktivität; die Abnahme der Reaktivität mit steigender Temperatur kann bei gewissen Reaktortypen so stark sein, daß sie ohne äußere Regelung eigenstabil sind. Man pflegt den Temperatureinfluß auf die Überschußreaktivität durch eine lineare Relation darzustellen.

$$k_{ü} = k_{ü0} - a\,\vartheta.$$

Werte für den Temperaturkoeffizienten a einiger Reaktoren nach St. McLain sind in Tab. **871.**1 zusammengestellt[2]).

871.1

Reaktortyp	Temperatur °C	a °C^{-1}
HRE	25	$3{,}8 \cdot 10^{-4}$
	215	$11 \cdot 10^{-4}$
BNL		$2 \cdot 10^{-4}$
MTR		$1{,}3 \cdots 2{,}1 \cdot 10^{-4}$

Das einfachste Modell des Wärmeaustausches führt unter Zugrundelegung eines einzigen Wärmespeichers der einheitlichen Temperatur ϑ mit einer der Neutronenflußdichte Φ proportionalen Wärmeerzeugung und einer der Temperatur proportionalen Wärmeabgabe zu einer Gleichung vom Typ

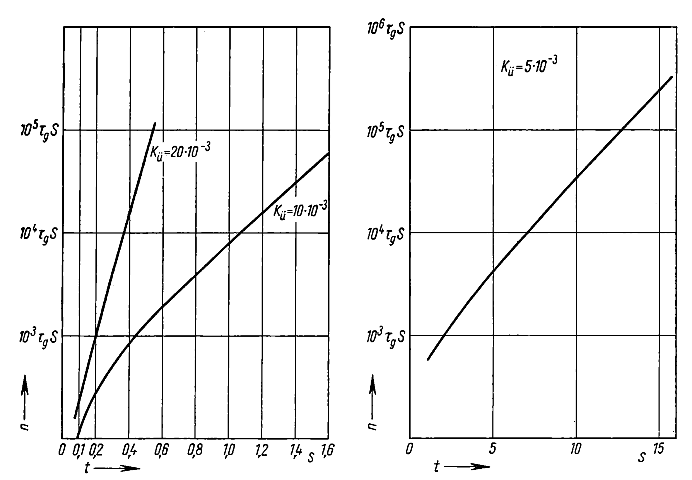
$$\frac{d\vartheta}{dt} = a_1 \Phi - a_2 \vartheta.$$

Offensichtlich erfordern diese Gleichungen nur Operationen, deren Verwirklichung im Analog-Rechner wir schon besprochen haben. Wenn man von dem obigen, sehr einfachen Modell der Vorgänge im Reaktor zu komplizierteren übergeht, so nimmt zwar im allgemeinen die Anzahl der Gleichungen und die Anzahl der Terme in den Gleichungen zu; doch treten meist keine prinzipiellen Schwierigkeiten auf. Allerdings läßt sich die Verfeinerung des Modells nicht so weit treiben, daß man räumliche Ableitungen in einer partiellen Differentialgleichung vom Typ der Wärmeleitungs- und Diffusionsgleichung beibehalten könnte; man muß sich mit der Annahme einheitlicher Neutronendichte oder Temperatur in endlichen Bezirken begnügen und die Differentialquotienten nach räumlichen Koordinaten durch Differenzenquotienten ersetzen.

Eine Lösung der Gl. (15) mit fünf Gruppen verzögerter Neutronen der mittleren Lebensdauer 0,62 s und größer für eine Neutronengenerationsdauer $\tau_g = 10^{-3}$ s zeigt Fig. **872.**1. Die zugehörige Schaltung des Analog-Rechners zeigt Fig. **872.**2[3]).

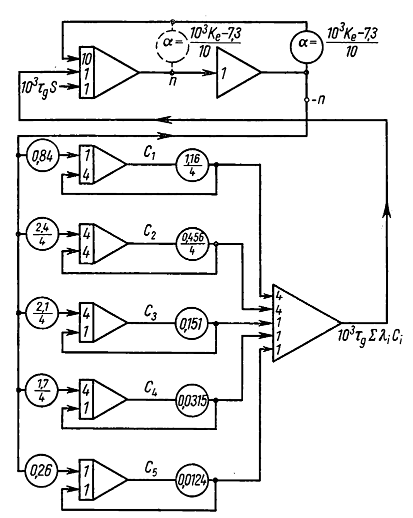
Beschränkt man sich etwa für die Schulung von Reaktorpersonal auf die Verwirklichung der Gl. (15), so genügen dazu Schaltungen, die erheblich einfacher sind als die

[1]) Vgl. auch Hughes, D. J., Dabbs, J., Cahn, A., u. Hall, D., Phys. Rev. **73** (1948), 111.
[2]) McLain, St., Reactor Engineering Lectures, ANL-5424 (1955), S. 232.
[3]) Ich danke Herrn E. Kettel für die Durchführung dieser Rechnungen auf dem Analog-Rechner der Telefunken GmbH.



872.1 Lösungen der kinetischen Gl. (15) für fünf Gruppen verzögerter Neutronen mit Konstanten nach Tab. **30.1** einer Neutronengenerationsdauer $\tau_g = 10^{-3}$ s und Überschußreaktivitäten $k_ü = 5,10$ und $20 \cdot 10^{-3}$

sonst in Analog-Rechnern üblichen. Über einen solchen einfachen Simulator haben P. R. Bell und H. A. Strauß berichtet[1]). Die Gl. (15b) wird durch eine Schaltung nach Fig. **873.1** verwirklicht. Setzt man $R_i C_i = \lambda_i^{-1}$, $E = n$ und $u_i = \frac{\lambda_i \tau_g}{\beta_i} C_i$, so entsteht aus der für die Schaltung gültigen Gl. (1) wieder Gl. (15b). Die Spannung am Kondensator stellt also, bis auf einen unwesentlichen konstanten Faktor, $C_i(t)$ dar, ohne daß es nötig gewesen wäre, einen Integrierverstärker einzuführen. Man begnügt sich vielmehr mit einem Trennrohr, das man mit einem Spannungsteiler belasten darf. Zur Verwirklichung der Gl. (15a) führen Bell und Strauß einen speziellen Integrator ein, dessen Eingang und Ausgang erdsymmetrisch ist (vgl. Fig. **873.2**). Seine beiden entgegengesetzt gleichen Ausgangsspannungen stellen $+ n$ und $- n$ dar. Auf eine der Eingangsklemmen wird die Summe der beiden Ausgangsspannungen gegeben; sie wird also auf der Spannung Null gehalten. Auf den Integrationskondensator fließen Ströme, welche je einen Term der rechten Seite von Gl. (15a) darstellen.



872.2 Blockschaltbild der Programmierung des Analog-Rechners für die Lösung der kinetischen Gl. (15)

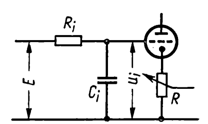
[1]) Bell, P. R., u. Strauß, H. A., Rev. Sci. Instr. **21** (1950), 760.

Einen weiteren einfachen Simulator der Gl. (15) beschreibt W. Pagels[1]).

Eine Beschreibung von in Saclay ausgeführten Analog-Rechnungen gibt P. Braffort[2]); außer den Gl. (15) wird die Temperaturabhängigkeit der Reaktivität und die Steuerung simuliert.

C. P. Caillet beschreibt die Simulierung eines zweikreisigen Kühlkreislaufs[3]).

Da man die Überschußreaktivität direkt schlecht messen kann, während es keine Schwierigkeiten bereitet, die Neutronenflußdichte $\Phi(t)$ zu messen, sind die Gl. (15) auch benutzt worden, um aus $\Phi(t)$ mit Analog-Rechnern $k_{ü}$ zu berechnen[4]).



873.1 Teilschaltung des Reaktor-Simulators von P. R. Bell und H. A. Strauß für die Verwirklichung der Gl. (15b)

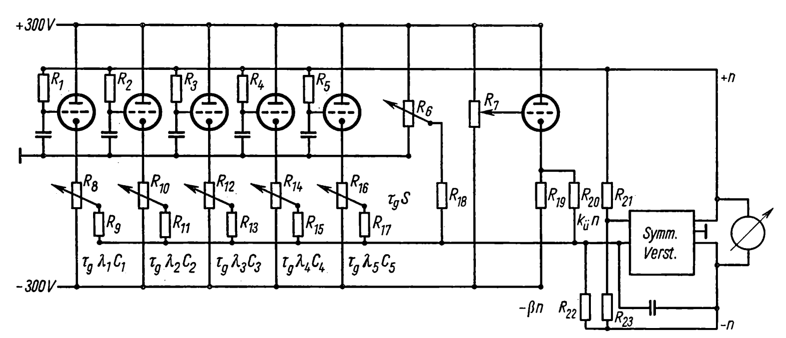
Da die Neutronendichte beim Hochfahren eines Reaktors einen extrem großen Wertebereich durchläuft, den ein Analog-Rechner nicht ohne weiteres in einem einheitlichen Rechengang bewältigt, haben J. Franz und E. Simcic die Gl. (15) auf eine logarithmische Skala für die Neutronendichte transformiert durch die Beziehungen

$$u = \frac{1}{n}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\,, \quad v_i = \frac{C_i}{n}\,, \quad w = \frac{S}{n}\,.$$

Dann entsteht:

$$\tau_g\,u = k_{ü} - \beta - \tau_g \sum_i \lambda_i v_i + \tau_g\,w$$

$$\tau_g\,\frac{\mathrm{d}v_i}{\mathrm{d}t} = \beta_i - \tau_g\,\lambda_i\,v_i - \tau_g\,u\,v_i\,.$$



873.2 Schaltbild des Reaktor-Simulators von P. R. Bell und H. A. Strauß für die Verwirklichung der kinetischen Gl. (15)

Um die durch die Definition von w geforderte Division zu vermeiden, kann man w mittels der Gleichung

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = -u\,w$$

erzeugen[5]).

Beispiele für kompliziertere Systeme (bis zu 15 simultane Gleichungen), mit denen

---

[1]) Pagels, W., Trans. Am. Inst. El. Engrs. **70** (1951), 1422.

[2]) Braffort, P., L'Onde Electrique **35** (1955), 888.

[3]) Caillet, C. R., L'Onde Electrique **37** (1957), 36.

[4]) Weil, J., Nucleonics **11** (1953), 36 und Stubbs, G. S., Inst. Rad. Engrs. Trans. Nucl. Sci. **4** (1957), 40.

[5]) Franz, J. E., u. Simcic, N. F., Inst. Rad. Engrs. Trans. Nucl. Sci. **4** (1957), 11.

Neutronenbilanz und Wärmeaustausch erfaßt werden, finden sich bei Hill und Thad Lee[1]) und bei Olson[2]).

Über in Harwell durchgeführte Analogrechnungen wird von MacLusky berichtet[3]).

Zusammenfassende Literatur:

Greenwood, J. A., Holdam, J. V., u. McRae, D., Electronic Instruments, New York 1948. — Vance, A. W., Hutter, E. C., Lehmann, J., u. Wadlin, M. L., Analog Computers. Advances in Electronics **7** (1955), 363. — Johnson, C. L., Analog Computer Techniques, New York 1956. — Korn, G. A., u. Korn, T. M., Electronic Analog Computers (Dc Computers), 2. Aufl., New York 1956. — Spezielle Analog-Rechner und Simulatoren für die Reaktortechnik: Bell, P. R., u. Strauß, H. A., Electronic Pile Simulator, Rev. Sci. Instr. **21** (1950), 760. — Pagels, W., A Portable Electronic Pile Kinetic Simulator, Trans. Am. Inst. El. Engrs. **70** (1951), 1422. — Weil, J., Measurement of Reactivity, Nucleonics **11**, Nr. 3 (1953), 36. — Braffort, P., Machines Analogiques, Simulateurs de Pile, L'Onde Electrique **35** (1955), 888. — Caillet, C. P., La Simulation du Circuit Thermique dans un Reacteur Nucleaire, L'Onde Electrique **37** (1957), 36. — Franz, J. P., u. Simcic, N. F., Nuclear Reactor Start-Up Simulation, Inst. Rad. Engrs. Trans. Nucl. Sci. **4** (1957), 11. — Stubbs, G. S., Design and Use of the Reactivity Computer, Inst. Rad. Engrs. Trans. Nucl. Sci. **4** (1957), 40. Johnson, S. O., u. Grace, J. N., Analog Computation in Nuclear Engineering, Nucleonics **15**, Nr. 5 (1957), 72. — Olson, R. G., Dynamic Simulation of a fast Reactor, Nucleonics **15**, Nr. 5 (1957), 76. — Franz, G. P., u. Allison, W. H., PWR Training Simulator, Nucleonics **15**, Nr. 5 (1957), 80. — Borner, E. F., u. Cassidy, B. F., Analog Study of Boiler Reactor Interaction, Nucleonics **15** (1957), 84. — Kourim, G., Eine elektrische Analogieschaltung für die Wärmeaustauschvorgänge im Kernreaktor, ATM Dez. 1957, S. R. 141. — MacLusky, G. J. R., An Analog Computer for Nuclear Power Studies, Proc. Inst. El. Engrs. B **104** (1957), 433. — MacLusky, G. J. R., The Application of Analog Methods to compute and Predict Xenon Poisoning in a High Flux Nuclear Reactor, Proc. Inst. El. Engrs. B **104** (1957), 433.

[1]) Hill, P. R., u. Thad Lee, W., Nucleonis **15**, Nr. 5 (1957) 61.

[2]) Olson, R. G., Nucleonics **15**, Nr. 5 (1957) 77.

[3]) MacLusky, G. J. R., Proc. Inst. El. Engrs. B **104** (1957), 433 u. 443.

4 Kontrollierte Kernfusion*)

4.1 Die Kernfusion als Energiequelle

Die in diesem Buch beschriebenen Reaktoren arbeiten alle auf Grund der Kernspaltung. Nun gibt es neben der Spaltung noch eine große Reihe weiterer Kernreaktionen, die exotherm verlaufen, durch die also Energie freigesetzt wird. Die wenigsten von ihnen kommen jedoch für praktische Energiegewinnung in Frage, weil kein Mechanismus bekannt ist, durch den die Reaktion sich selbst unterhalten kann, wie es bei der Spaltung durch die über Neutronen vermittelten Reaktionsketten geschieht.

Die wichtigste Energiequelle in der Natur sind Reaktionen zwischen leichten Atomkernen, bei denen aus diesen etwas schwerere gebildet werden. Der größte Teil der von Fixsternen ausgestrahlten Energie wird durch solche Prozesse freigesetzt. Man nennt diese Vorgänge, bei denen aus leichten Kernen schwere gebildet werden, Kernverschmelzungen oder Fusionsprozesse. Aus Fig. **5**.1 folgt, daß ein Nukleon im Mittel am stärksten in Kernen etwa von der Kernladung 30 (Zn) gebunden ist. Aus wesentlich schwereren Kernen kann durch Spaltung, aus wesentlich leichteren durch Fusion Energie freigesetzt werden. Eine ausgezeichnete Stellung nehmen dabei die Isotopen des Wasserstoffs ein. Bei ihnen ist — wie man aus Fig. **5**.1 sieht — der durch Fusion frei werdende Energiebetrag besonders hoch. Ferner können sie wegen ihrer niedrigen Kernladung leichter als alle übrigen Kerne mit anderen Kernen reagieren.

Der größte Teil der sichtbaren Sterne erzeugt seine Energie durch Fusionsprozesse mit Hilfe von gewöhnlichem Wasserstoff. Die Temperatur im Sonnenmittelpunkt dürfte etwa 15 MGrad betragen. Dabei ist die thermische Energie der Ionen so hoch, daß sie bei Zusammenstößen miteinander reagieren können. Hierbei kommen im wesentlichen zwei Mechanismen in Frage: Einerseits die Fusion von zwei Wasserstoffkernen zu Deuterium und dessen Weiterbildung zum Endprodukt Helium 4, andererseits der Kohlenstoff-Stickstoff-Zyklus.

Zwei Protonen können im Augenblick ihres Zusammenstoßes als Helium 2-Kerne aufgefaßt werden. Dieser Kern ist instabil und spaltet im allgemeinen sofort wieder in zwei Protonen auf. In seltenen Fällen kann er jedoch im Augenblick des Zusammenstoßes ein Positron aussenden, um so in einen stabilen Deuteriumkern überzugehen. Dieser nimmt unter den Verhältnissen im Sterninnern schnell ein weiteres Proton auf und verwandelt sich dadurch in Helium 3. Die Konzentration von Helium 3 erreicht ein Gleichgewicht, und dieser Kern wird durch den Prozeß

$$\mathrm{He}^3 + \mathrm{He}^3 \rightarrow \mathrm{He}^4 + 2\,\mathrm{H}^1$$

weiter umgebildet.

Beim Kohlenstoff-Stickstoff-Zyklus ist der Reaktionsverlauf folgender:

$$\mathrm{C}^{12} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{N}^{13} \rightarrow \mathrm{C}^{13} + \beta^+$$

$$\mathrm{C}^{13} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{N}^{14}$$

$$\mathrm{N}^{14} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{O}^{15} \rightarrow \mathrm{N}^{15} + \beta^+$$

$$\mathrm{N}^{15} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{C}^{12} + \mathrm{He}^4.$$

In beiden Fällen ist die Bruttoreaktion

$$4\,\mathrm{H}^1 \rightarrow \mathrm{He}^4 + 2{,}55 \cdot 10^{12}\ \mathrm{Ws/mol\ He}^4.$$

*) Verfaßt von G. Meister und W. Riezler, Bonn.

Für Sterne, die kälter sind als die Sonne, überwiegt der erste, für solche, die wärmer sind, der zweite Prozeß. In der Sonne selbst laufen beide nebeneinander ab. Diese Prozesse verlaufen bei der Temperatur im Sonnenmittelpunkt noch außerordentlich langsam. 1 g Sonnenmaterie im Sonnenmittelpunkt liefert größenordnungsmäßig $5 \cdot 10^{-5}$ Watt, nur etwa ein Zehntel von dem, was 1 g lebender Organismus in einem Säugetier durch chemische Reaktionen erzeugt. Die hohe Temperatur, die Voraussetzung für die Selbstunterhaltung der Reaktion ist, wird nur durch die außerordentlich starke Verdämmung aufrechterhalten, die die erzeugte Energie nur sehr langsam nach außen diffundieren läßt.

Die Temperatur im Sonnenmittelpunkt erscheint im Vergleich zu den im Laboratorium erreichbaren Temperaturen sehr hoch; rechnet man jedoch die Temperatur von 15 MGrad in ein kernphysikalisches Maß, nämlich Elektronvolt um, so erhält man nur den bescheidenen Betrag von 1400 *e*V.

Der Fusionsmechanismus im Sterninnern ist aus verschiedenen Gründen nicht ohne weiteres auf irdische Verhältnisse übertragbar. In den Sternen ist die Leistungsdichte und damit die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelner Kern zur Reaktion kommt, sehr gering. Die mittlere Lebensdauer eines Protons im Sonnenmittelpunkt beträgt mehrere Milliarden Jahre. Kerne, die unter den dort herrschenden Verhältnissen wesentlich schneller reagieren, sind durch Kernumwandlungen im Sonneninneren bereits ausgestorben. Auf der Erde stehen uns dagegen einige Kernarten zur Verfügung, die wesentlich leichter miteinander reagieren als Protonen, insbesondere das Deuteron, dessen mittlere Lebensdauer im Sonnenmittelpunkt nur einige Sekunden betragen würde. Nicht übertragbar ist ferner die thermische Isolierung der Sternmaterie. Da die freie Weglänge der emittierten Strahlung bei in Frage kommenden Teilchendichten stets groß gegen irdische, aber klein gegen stellare Dimensionen ist, wird in den Sternen der größte Teil der entstehenden Strahlung reabsorbiert, so daß die relativen Energieverluste durch Strahlung wesentlich geringer sind, als es im Laboratorium ermöglicht werden kann. Auch die Begrenzung des Plasmas, die bei den Sternen im wesentlichen durch Gravitationskräfte bewirkt wird, ist auf einen irdischen Fusionsreaktor nicht übertragbar.

Bis jetzt ist es lediglich gelungen, in der sog. Wasserstoffbombe einen sich selbst unterhaltenden Fusionsmechanismus in Form einer explosiv verlaufenden Reaktionslawine zu verwirklichen, bei der die Fusionsleistungsdichte kurzzeitig extrem hohe Werte annimmt.

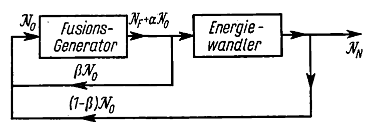
Für die Gewinnung nutzbarer Energie durch Kernfusion benötigt man dagegen eine Apparatur, die einerseits Kernfusionsprozesse mit einer beeinflußbaren Reaktionsrate auslöst, die hinreichend klein ist, so daß der Ausstoß an Fusionsleistung technisch bewältigt werden kann, und die andererseits in der Lage ist, den Reaktionsmechanimus aufrechtzuerhalten, wenn man dem System einen Teil seiner produzierten Energie wieder zuführt. Einen solchen Apparat, der mindestens so viel Fusionsenergie liefert, wie zur Unterhaltung des Reaktionsablaufs erforderlich ist, bezeichnen wir als F u s i o n s r e a k t o r.

Die bei einer Kernfusion frei werdende Bindungsenergie wird unmittelbar nach der Reaktion von den Reaktionsprodukten zunächst in Form von kinetischer Energie mitgeführt, manchmal zum Teil auch in Form von Gamma-Strahlung abgestrahlt. Ein Fusionsreaktor muß also im allgemeinen neben dem eigentlichen Fusionsgenerator einen Energiewandler enthalten, der die kinetische Energie der Reaktionsprodukte und die Strahlungsenergie in andere Energieformen (z. B. elektrische, mechanische oder chemische Energie) umwandelt.

Fig. **877.1** zeigt das sehr allgemein gehaltene Leistungsschema des Fusionsreaktors[1]).

[1]) Es wird dabei nicht vorausgesetzt, daß Fusionsgenerator und Energiewandler konstruktiv getrennte Teile des Reaktors sind. Außerdem kann der Energiewandler ein System mit mehreren Ausgängen sein, die verschiedene Energiearten liefern.

Der Fusionsgenerator nehme zur Aufrechterhaltung des Fusionsmechanismus eine Leistung $\mathcal{N}_0$ auf, die sich aus verschiedenen Energiearten zusammensetzen kann, und liefere am Ausgang die Fusionsleistung $\mathcal{N}_F$ in Form von thermischer Energie. Wir werden sehen, daß im allgemeinen zumindest ein Bruchteil α der hineingesteckten Leistung $\mathcal{N}_0$ ebenfalls als thermische Energie am Ausgang des Fusionsgenerators wieder verfügbar wird, so daß der thermische Gesamtleistungsausstoß gleich $\mathcal{N}_F + \alpha \mathcal{N}_0$ ist. Der nachgeschaltete Energiewandler, der nicht notwendig eine konventionelle Wärmekraftmaschine sein muß, habe den Wirkungsgrad η. Für die Rückführung des Leistungsbedarfs des Fusionsgenerators sind in Fig. **877.1** zwei Kanäle eingezeichnet. Wir gehen dabei davon aus, daß zumindest ein Teil des Leistungsbedarfs $\mathcal{N}_0$ thermische Leistung ist, die man ohne Umweg über den Energiewandler (etwa durch thermische Isolierung des Generators) unmittelbar zurückführen kann. Bezeichnen wir diesen Anteil von $\mathcal{N}_0$ mit $\beta \cdot \mathcal{N}_0$, so ergibt sich für die nutzbare Überschußleistung am Ausgang des Energiewandlers



877.1 Leistungsschema eines Fusionsreaktors. $\mathcal{N}_F$ Fusionsleistung. $\mathcal{N}_0$ Leistungsbedarf des Fusionsreaktors, $\mathcal{N}_N$ nutzbare Überschußleistung

$$\mathcal{N}_N = \eta\,\mathcal{N}_F + [\beta(1-\eta) + \eta\,\alpha - 1]\,\mathcal{N}_0 .$$

Günstig wirkt sich also auf die Leistungsbilanz ein hoher „Rückgewinnungsfaktor" α aus sowie die Möglichkeit, einen möglichst großen Anteil des Leistungsbedarfs $\mathcal{N}_0$ unter Umgehung des Energiewandlers mit seinem stets mehr oder weniger schlechten Wirkungsgrad direkt aus dem thermischen Leistungsausstoß des Fusionsgenerators zu decken.

Wegen der geringen erforderlichen Stoßenergie ist im Prinzip die Erzeugung von Kernfusionsprozessen nicht sehr schwierig. Es genügt, Deuteronen in einem relativ bescheidenen Beschleuniger auf einige 10 keV zu beschleunigen und etwa auf einen Deuterium oder Tritium enthaltenden Auffänger zu schießen. Wir diskutieren deshalb zunächst die Frage, ob die Verwendung eines gerichteten Teilchenstrahls für die Konstruktion eines Fusionsreaktors in Frage kommt. Es ist leicht einzusehen, daß der Beschuß eines festen Auffängers nicht zum Ziel führt, da die Reaktionsprodukte wegen der sehr kleinen stoßfreien Weglänge in einer festen Substanz ihre Energie sofort an den Auffänger abgeben und sie lediglich zur Aufheizung des zunächst kalten Auffängers sowie zur Ionisation und Anregung seiner Atome verbrauchen.

Um die Ionisations- und Anregungsverluste zu vermeiden, müßte man den festen Auffänger durch ein praktisch vollständig ionisiertes Plasma[1]) ersetzen, durch das ein gerichteter Deuteronenstrahl hindurchgeschossen wird. Hier sind die Schwierigkeiten anderer Art. Ein Deuteriumplasma ist erst bei rund 10^5 °K praktisch vollständig ionisiert, und die Teilchendichte könnte bei dieser Temperatur 10^{19} Teilchen/cm^3 schwerlich übersteigen, da dann der Druck des Plasmas, der ja irgendwie aufgefangen werden muß, bereits bei 200 at liegt. Bei dieser Teilchendichte sind die reaktionsfreien Weglängen selbst für die besonders leicht reagierenden Tritonen von 100 keV Energie noch in der Größenordnung von Kilometern. Eine Apparatur von diesen Ausmaßen ist kaum diskutabel. Ein denkbarer Ausweg wäre, ein Magnetfeld zu verwenden, in dem die im Strahl befindlichen Fusionskerne auf einer Kreisbahn umlaufen, die zumindest abschnittsweise das Plasma durchsetzt. Es zeigt sich jedoch, daß auch dies auf Schwie-

[1]) Als Plasma bezeichnet man eine quasineutrale Teilchengesamtheit aus neutralen Atomen, Ionen und Elektronen (ionisiertes Gas), wobei der Anteil der Ladungsträger so hoch ist, daß er das physikalische Verhalten der Gesamtheit wesentlich bestimmt. Quasineutralität bedeutet, daß die lokale Dichte der positiven und negativen elektrischen Ladung überall gleich ist.

rigkeiten stößt, da bei Strahlenergien im Bereich von 10 bis 100 keV der Stoßquerschnitt der Teilchen um mehrere Größenordnungen größer ist als der Reaktionsquerschnitt, so daß die Teilchen aus der Bahn geworfen werden, bevor sie zur Reaktion kommen und der Teilchenstrahl im wesentlichen lediglich das Plasma aufheizt. Um den Stoßquerschnitt hinreichend klein relativ zum Reaktionsquerschnitt zu machen, müßte die Strahlenergie wesentlich erhöht werden, und zwar auf Werte, die beträchtlich größer sind als die Energieausbeute der meisten Fusionsprozesse. Dies wirkt sich ungünstig auf die Leistungsbilanz des Reaktors aus. Der Leistungsbedarf $\mathcal{N}_0$ des Fusionsgenerators ist in diesem Falle nämlich zum größten Teil Beschleunigungsleistung für Deuteronen, die durch Fusionen umgesetzt werden. Diese Beschleunigungsleistung muß über den Energiewandler mit seinem mehr oder weniger schlechten Wirkungsgrad ($< 30\%$ bei Wärmekraftmaschinen) zugeführt werden. Außerdem müßte der Beschleuniger einen hohen Wirkungsgrad für die Rückgewinnung der in die Beschleunigung hineingesteckten Leistung haben. Beschleuniger, die diese Eigenschaft in ausreichendem Maß besitzen, existieren zur Zeit noch nicht.

Zur Zeit richtet sich das Hauptinteresse auf eine andere Reaktorkonzeption, deren Vorbild der Kernfusionsmechanismus im Sterninnern ist, der die Strahlungsenergie der Fixsterne liefert. Dieser Reaktortyp setzt die Erzeugung und Begrenzung eines vollständig ionisierten Plasmas voraus, dessen Temperatur so hoch ist, daß die thermische Energie der Ionen ausreicht, um bei Zusammenstößen mit erheblicher Wahrscheinlichkeit Kernfusionen zu verursachen. Derartige Fusionsreaktionen bezeichnet man wegen ihrer thermischen Auslösung als thermonukleare Fusionen. Die frei werdende Bindungsenergie kann von den Reaktionsprodukten durch Stoßprozesse unmittelbar an das Plasma abgegeben werden, falls es gelingt, sie am vorzeitigen Verlassen des Plasmas zu hindern. Man kann zeigen, daß, wenn es gelingt, die Energieverluste des Plasmas infolge Wärmeleitung und Teilchenverlust hinreichend zu reduzieren, eine kritische Mindesttemperatur existiert, oberhalb der die unvermeidlichen Energieverluste des Plasmas infolge der Strahlung durch die thermonukleare Energiezufuhr vollständig gedeckt werden. Ist dies erfüllt, so kann sich das Plasma nicht abkühlen und der ganze Reaktionsmechanismus unterhält sich selbst. Wir werden sehen, daß die erforderlichen Plasmatemperaturen extrem hoch sind und für Deuteronen und Tritonen in der Größenordnung von 10^8 bis 10^9 °K liegen. Die Leistungsbilanz dieses Reaktortyps, den wir im folgenden als thermonuklearen Fusionsreaktor bezeichnen wollen, erscheint wesentlich vorteilhafter als der oben angedeutete, da zumindest bei stationärem Betrieb der Hauptteil des Leistungsbedarfs $\mathcal{N}_0$ thermischer Art ist und durch thermische Isolierung unmittelbar dem als Fusionsgenerator dienenden Plasma zugeführt werden kann. Aus dem gleichen Grunde dürfte auch der Rückgewinnungsfaktor α sehr günstig sein und nahe bei 1 liegen. Nichtthermischer, im allgemeinen elektrischer Energiebedarf entsteht, wie wir sehen werden, durch die notwendige Begrenzung des Plasmas. Bei nichtstationärem, periodischem Betrieb des Reaktors gehen diese Vorteile der Leistungsbilanz zum Teil wieder verloren, wenn in jeder Periode das Plasma neu von außen aufgeheizt werden muß. Für die Aufheizung wird nämlich im allgemeinen elektrische Energie benötigt, die über den Energiewandler zugeführt werden muß.

Unter sämtlichen Kernen sind die beiden schweren Isotope des Wasserstoffs, das Deuterium und das Tritium, diejenigen, die am leichtesten miteinander reagieren. Für das Projekt eines thermonuklearen Fusionsreaktors kommen voraussichtlich nur Deuterium und (mit gewissen Einschränkungen) Tritium als primäre Fusionsbrennstoffe in Frage.

Deuterium ist im natürlichen Isotopengemisch des Wasserstoffs nur mit einem Anteil von etwa $0{,}015\%$ enthalten, während Tritium in der Natur so gut wie nicht vorkommt und künstlich hergestellt werden müßte, wozu verschiedene Kernreaktionen geeignet sind, wie z. B. der Beschuß von Lithium 6 mit Neutronen. Wegen der hohen Energie-

ausbeute der Fusionsprozesse ist die Energie, die durch Fusion des in einem Liter Wasser enthaltenen Deuteriums frei gemacht werden könnte, noch rund 100mal größer als die Energie, die man durch Verbrennung von einem Liter Heizöl gewinnen würde.

Die Verfahren für die Abtrennung des Deuteriums, die in Abschn. 2.33 beschrieben wurden, sind, verglichen mit den Anreicherungs- und Aufbereitungsverfahren der Spaltungs-Kernbrennstoffe, relativ einfach und weniger kostspielig.

Die Hauptschwierigkeit für die Realisierung eines Fusionsreaktors ist die Erzeugung der erforderlichen Temperaturen, die mehr als 100 MGrad betragen müssen, und ihre Aufrechterhaltung über einen hinreichend langen Zeitraum von wenigstens einigen Sekunden. Die Aussichten für die Lösbarkeit dieses Problems werden allerdings durchweg optimistisch beurteilt. Ein Fusionsreaktor hätte vor allem den Vorteil, einen wesentlich billigeren Brennstoff zu verwerten als ein Spaltungsreaktor. Dazu kommt noch, daß in ihm nur eine relativ kleine Menge radioaktiver Stoffe erzeugt würde, was ja heute den Betrieb eines Spaltungsreaktors erheblich erschwert und verteuert.

4.2 Der thermonukleare Fusionsmechanismus

4.21 Fusionsreaktionen

Für den Betrieb eines thermonuklearen Reaktors kommen nur diejenigen der zahlreichen Fusionsprozesse leichter Atomkerne in Frage, deren Wirkungsquerschnitt bereits bei relativ niedrigen Stoßenergien hohe Werte hat. In Tab. **879**.1 sind eine Anzahl bekannter Fusionsreaktionen zwischen den Isotopen des Wasserstoffs, des Heliums und des Lithiums zusammengestellt, von denen die beiden DD-Prozesse (1 a) und

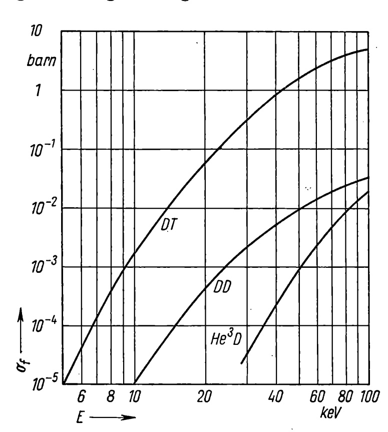
879.1. Fusionsreaktionen leichter Atomkerne

(1a)	$H^2 + H^2 \to (He^3 + 0{,}81\,MeV) + (n + 2{,}44\,MeV)$[1]
(1b)	$H^2 + H^2 \to H^3 + H^1 + 4{,}0\,MeV$[1]
(2)	$H^3 + H^2 \to (He^4 + 3{,}5\,MeV) + (n + 14{,}1\,MeV)$
(3)	$He^3 + H^2 \to He^4 + H^1 + 18{,}3\,MeV$
(4)	$H^3 + H^3 \to (He^4 + 1{,}9\,MeV) + (2n + 9{,}4\,MeV)$
(5)	$Li^6 + H^2 \to 2\,He^4 + 22{,}4\,MeV$
(6)	$Li^6 + H^1 \to He^4 + He^3 + 3{,}9\,MeV$
(7)	$Li^7 + H^2 \to (2\,He^4 + 1{,}5\,MeV) + (n + 13{,}6\,MeV)$
(8)	$Li^7 + H^1 \to 2\,He^4 + 17{,}3\,MeV$[2]

(1b), und der DT-Prozeß (2) wegen ihrer sehr hohen Reaktionswahrscheinlichkeit schon bei niedrigen Energien die weitaus wichtigsten sind. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse als Funktion der Energie sind in Fig. **880**.1 dargestellt. Da die Höhe des Potentialwalls (s. 1.152) für die Wasserstoffkerne schon weit über 100 keV liegt, ist der Reaktionsquerschnitt bei Energien unter 100 keV im wesentlichen durch die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der das stoßende Teilchen den Potentialwall seines Stoßpartners durchdringen kann. Die Wirkungsquerschnitte für die Fusionsprozesse lassen sich daher für nicht zu hohe Energien in guter Näherung durch die aus der Gamowschen Theorie folgenden Formeln darstellen. Bei den Isotopen des Heliums und Lithiums ist der Potentialwall wegen der größeren Kernladung höher als beim Wasserstoff, so daß die Reaktionsquerschnitte bei diesen Kernen wesentlich geringer sind.

[1]) Reaktion (1a) und (1b) haben etwa gleiche Wahrscheinlichkeit.
[2]) Sehr kleiner Wirkungsquerschnitt.

Wegen der Schwierigkeit der Tritiumgewinnung werden wahrscheinlich nur die beiden DD-Reaktionen (1a) und (1b) als primäre Fusionsprozesse zur Energiegewinnung in Frage kommen. Die Reaktionen (2) und (3) spielen jedoch als Sekundärprozesse der Reaktionsprodukte Tritium und He^3 eine Rolle. Auf die besondere Bedeutung der DT-Reaktion (2), deren Wirkungsquerschnitt infolge einer Resonanzstelle bei etwa 90 keV rund 100 mal größer ist als der der DD-Reaktion, werden wir noch zurückkommen.



880.1 Wirkungsquerschnitte für die Fusionsreaktionen D (d, p) T + D (d, n) He^3, T (d, n) He^4 und He^3 (d, p) He^4 als Funktion der Deuteronenenergie nach Messungen von Arnold, Phillips, Sawyer und Stowall, Phys. Rev. **93** (1954), 483

4.22 Reaktionsrate und Reaktionsleistungsdichte

Wir betrachten ein Plasma, das Ionen verschiedener Fusionsbrennstoffe enthält und dessen Temperatur so hoch ist, daß infolge der kinetischen Energie der Ionen bei Zusammenstößen Fusionsreaktionen eintreten können. Die Zahl der je Volum- und Zeiteinheit eintretenden Reaktionen zwischen zwei Reaktionspartnern vom Typ 1 und 2 ist durch die Formel

$$R_{12} = N_{v1} N_{v2} (\overline{\sigma_{12} v_{12}}) = N_{v1} N_{v2} w_{12}(T) \quad (1)$$

gegeben, wobei N_{v1} und N_{v2} die Teilchendichten sind. Dabei ist $w(T) = (\overline{\sigma v})$ das über die Geschwindigkeitsverteilung gemittelte Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Relativgeschwindigkeit. Diese Größe, die nur noch von der Temperatur des Plasmas abhängt, wird allgemein als „Reaktionswahrscheinlichkeit" (Dimension: Volumen/Zeit) bezeichnet.

Sind beide Reaktionspartner von gleichem Typ, wie z. B. bei der DD-Reaktion, so ist der Ausdruck (1) mit dem Faktor 1/2 zu multiplizieren, da sonst alle Reaktionen doppelt gezählt würden:

$$R_{11} = \frac{1}{2} N_v^2 (\overline{\sigma_{11} v}) = \frac{1}{2} N_v^2 w_{11}. \quad (2)$$

In Fig. **881.1** ist die Reaktionswahrscheinlichkeit für vier Fusionsprozesse bei Zugrundelegung einer Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeiten dargestellt, und zwar als Funktion der kinetischen Temperatur.

Als „kinetische Temperatur" wird im folgenden die Energiegröße $T_{\text{kin}} = k \cdot T$, gemessen in Elektronvolt, bezeichnet. Die Einführung dieses Begriffs erleichtert die Diskussion nuklearer Vorgänge deshalb, weil so thermische Energien in der dem Kernphysiker geläufigen Einheit Elektronvolt angegeben werden. Bei einer Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeiten ist die mittlere Energie der Teilchen gleich $3/2 \cdot k\,T = 3/2\, T_{\text{kin}}$. Einer kinetischen Temperatur von 1 keV entspricht eine absolute Temperatur von $11{,}6 \cdot 10^6$ °K.

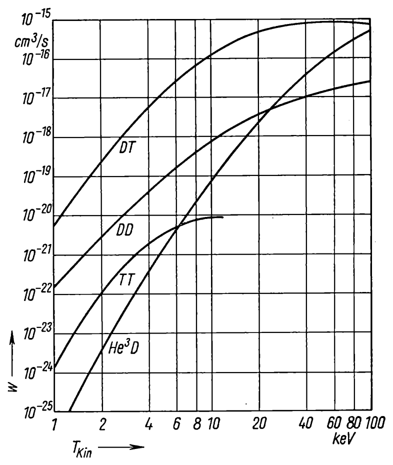
Aus der Reaktionsrate erhält man die Reaktionsleistungsdichte, das heißt die je Volum- und Zeiteinheit frei werdende Fusionsenergie, wenn man die Reaktionsrate R mit der Energieausbeute E je Reaktion multipliziert.

$$\mathcal{N}_v = N_{v1} N_{v2} w_{12} \cdot \mathcal{E}_{12}, \qquad \text{bzw.} \qquad \mathcal{N}_v = 1/2\, N_v^2 w_{11} \cdot \mathcal{E}_{11}. \quad (3)$$

Um einen Begriff von der Größenordnung der zu erwartenden Leistungsdichten zu bekommen, legen wir als Beispiel eine Teilchendichte von $N_v = 10^{15}$ Teilchen/cm³ zu-

grunde, einen Wert, den wir noch als sinnvoll begründen werden. Dann ergibt sich bei einer Temperatur von $T_{\text{kin}} = 100$ keV für die DD-Fusion eine Leistungsdichte von etwa $N_{v,F} = 10$ W/cm³ und für die DT-Fusion bei $N_{v,D} = N_{v,T}$ rund 1000 W/cm³.

Für die mittlere reaktionsfreie Lebensdauer der Brennstoffkerne im Plasma gilt bei konstanter Temperatur die Beziehung $\tau = 1/N_v w$ und für die mittlere Wegstrecke, die die Teilchen in dieser Zeit zurücklegen, $l = 1/N_v \bar{\sigma}$. Die Lebensdauer der Brennstoffkerne ist für die Zeitspanne entscheidend, die erforderlich ist, um einen wesentlichen Anteil der im Plasma vorhandenen Brennstoffkerne umzusetzen. Unter den gleichen Bedingungen wie oben ($T_{\text{kin}} = 100$ keV, $N_v = 10^{15}$ cm^{-3}) ergibt sich für die Lebensdauer der Deuteronen in bezug auf die DD-Fusionen rund $\tau = 30$ s und in bezug auf die DT-Fusionen rund $\tau = 1$ s. Die entsprechenden reaktionsfreien Weglängen liegen in der Größenordnung von $l = 10^9$ bis 10^{10} cm.



881.1 Reaktionswahrscheinlichkeiten für die Fusionsreaktionen D (d, p) T + D (d, n) He³, T (d, n) He⁴, He³ (d, p) He⁴ und T (t, 2n) He⁴ als Funktion der kinetischen Temperatur nach Post, F. R., Rev. mod. Phys. **28** (1956), 338 und Tompson, W. B., Proc. Phys. Soc. **B 70** (1957), 1

4.23 Energieverluste

Energieverluste können im Plasma durch Wärmeleitung, Strahlung und Teilchenverlust entstehen. Entscheidend dafür, ob die zur Unterhaltung des Fusionsprozesses erforderlichen Temperaturen in einem Plasma erzeugt und aufrechterhalten werden können, ist die Frage, ob es überhaupt möglich ist, ein Plasma bei thermonuklearen Temperaturen zusammenzuhalten und seine Energieverluste hinreichend stark einzudämmen. Der gaskinetische Druck des Plasmas, mit dem wir zu rechnen haben, ist sehr hoch ($p_{\text{kin}} = 1{,}6 \cdot 10^{-15}\, N_v T$ at cm³/keV), und es erscheint ziemlich indiskutabel, zur Begrenzung des Plasmas materielle Wände zu benutzen, da diese durch Kühlung auf relativ sehr niedrigen Temperaturen gehalten werden müßten und dem Plasma erhebliche thermische Energiemengen entziehen würden[1]). Infolgedessen richtet sich zur Zeit das Hauptaugenmerk auf eine andere Möglichkeit, nämlich die räumliche Begrenzung und thermische Isolierung des Plasmas durch geeignete magnetische Felder. Eine derartige „magnetische Flasche" kann natürlich nur die Ladungsträger des Plasmas, also die Ionen und Elektronen, zusammenhalten, während die bei den Fusionsprozessen entstehenden Neutronen unbeeinflußt bleiben. Bei den für einen stationären Reaktor in Frage kommenden Teilchendichten ist die stoßfreie Weglänge der Reaktionsprodukte stets groß gegen die möglichen Plasmadimensionen, so daß die Neutronen mit Sicherheit das Plasma verlassen, bevor sie ihre Energie durch Stoßprozesse abgeben können. Dies bedeutet also, daß bei einem magnetisch begrenzten Plasma für die zur Unterhaltung des thermonuklearen Reaktionsmechanismus unmittelbar nutzbare Fusionsenergie nur die Energie der geladenen Reaktionsprodukte, nicht aber die der Neutronen eingesetzt werden darf. Bei der DD-Reaktion sind das 66% der Gesamtenergieausbeute, während 34% von Neutronen übernommen werden. Für die DT-Reaktion ist das Verhältnis noch ungünstiger. Hier werden nur 20% der Gesamtenergie auf geladene

[1]) Über einen DT-Fusionsreaktor mit Plasmabegrenzung durch materielle Wände s. Simonyi, K., Uzsoky, M., Proc. 3rd Int. Conf. on Ioniz. Phenom. in Gases, Venedig 1957.

Reaktionsprodukte übertragen. Damit ist nicht gesagt, daß die entstehenden Neutronen für die Energieerzeugung grundsätzlich verloren sind. Umgibt man den Fusionsreaktor mit einem Mantel aus Lithium 6, so erzeugen die aus dem Plasma entweichenden schnellen Neutronen sogar zusätzliche Energie durch die Reaktion $Li^6(n, \alpha)T$. Gleichzeitig würde dabei der Fusionsbrennstoff Tritium gewonnen.

Weitere unvermeidliche Energieverluste entstehen durch die Strahlung der Plasmaelektronen. Die Strahlungsverluste sind besonders hoch, solange das Plasma nicht vollständig ionisiert ist und ein wesentlicher Teil der Strahlung von Übergängen gebundener Elektronen herrührt. Bei thermonuklearen Temperaturen sind jedoch zumindest die leichten Brennstoffatome vollständig ionisiert, und das Elektronengas emittiert nur noch Bremsstrahlung, die durch Ablenkung der Elektronen im Coulomb-Feld der Ionen entsteht. Diese Strahlung, bei der die Elektronen vor und nach der Wechselwirkung mit den Ionen ungebunden sind, wird auch als „Frei-Frei-Strahlung" bezeichnet. Die freie Weglänge der Bremsstrahlungsphotonen ist stets groß gegen die Dimensionen des Plasmas, so daß im Plasma keine Reabsorption der entstehenden Bremsstrahlung eintritt. Die Leistungsdichte der Strahlung, die vom Plasma unter Zugrundelegung einer Maxwell-Verteilung der Elektronen emittiert wird, ist[1])

$$\mathcal{N}_{v,St} = 0{,}54 \cdot 10^{-30}\, Z^2 \cdot N_{v,i}\, N_{v,e}\, T_e^{1/2}\ \mathrm{W\ cm^3/keV^{1/2}} \tag{4}$$

(T_e = kinetische Temperatur der Elektronen, Z = Kernladungszahl, $N_{v,i}$ bzw. $N_{v,e}$ = Ionen- bzw. Elektronendichte).

Die Abhängigkeit der Strahlungsverluste vom Quadrat der Kernladungszahl bedeutet, daß schon geringe Mengen von Verunreinigungen mit Elementen hoher Kernladung die Verluste beträchtlich erhöhen. Die daraus resultierende Forderung nach extremer Reinheit des Plasmas dürfte mit zu den schwierigsten Problemen bei der Entwicklung eines Fusionsreaktors gehören. So müssen z. B. die Gefäßwände des Reaktors vor Aufheizung und Teilchenbombardement geschützt werden, da sonst Ionen hoher Kernladungszahl in das Plasma abgegeben würden.

Berücksichtigen wir, daß in einem Plasma die Ionen- und Elektronendichte stets gleich ist ($N_{v,i} = N_{v,e}$), so folgt aus den Formeln (3) und (4), daß sowohl die Energiezufuhr durch Fusionsprozesse als auch die Strahlungsverluste im Plasma dem Quadrat der Teilchendichte proportional sind. Da die Fusionsleistungsdichte wesentlich schneller mit der Temperatur anwächst als die Strahlungsverluste, existiert eine von der Teilchendichte unabhängige Temperatur T_{kr}, oberhalb der die Aufheizung des Plasmas durch Fusionen die Strahlungsverluste überwiegt. Man kann diese Temperatur auch als die kritische Temperatur des Plasmas in bezug auf Fusionen bezeichnen. Bezeichnet man mit $\mathcal{N}^*_{v,F}$, die auf die geladenen Reaktionsprodukte übertragene Fusionsleistungsdichte, so lautet die Bedingungsgleichung für die kritische Temperatur

$$\mathcal{N}^*_{v,F}\,(T_{kr}) - \mathcal{N}_{v,St}\,(T_{kr}) = 0\,, \tag{5}$$

falls weitere Energieverluste durch Wärmeleitung und Verlust auch geladener Teilchen vernachlässigbar sind[2]).

Die kritische Temperatur eines Fusionsplasmas hängt sehr stark von seiner Zusammensetzung ab und kann vor allem durch Tritium-Zusatz erheblich gesenkt werden. Ein reines Deuterium-Plasma hat eine sehr hohe kritische Temperatur in der Gegend von 100 keV. In diesem Bereich ist allerdings der Anstieg der Fusionsleistungsdichte mit der Temperatur nicht mehr wesentlich größer als der der Strahlungsverluste, so daß die „Reaktivitätsreserve" sehr gering ist. Durch einen Zusatz von 3 ‰ Tritium kann die kritische Temperatur auf etwa die Hälfte reduziert werden, während ein Plas-

[1]) Heitler, W., Quantum Theory of Radiation, 3. Aufl., New York 1954; Spitzer jr. L., Physics of Fully Ionized Gases, New York 1956.

[2]) Zur Energiebilanz eines quasistationären Fusionsreaktors mit Teilchenverlust siehe: Lawson, J. D., Proc. Phys. Soc. **B 70** (1957), 6.

ma, welches aus gleichen Teilen Tritium und Deuterium besteht, eine kritische Temperatur von nur 4 bis 5 keV hat. Es wäre also durchaus denkbar, in einem Fusionsreaktor Tritium als „Zündgas" zu benutzen, das die Energie für die letzte Stufe des Aufheizungsprozesses liefert, um das Plasma auf die erforderliche Mindesttemperatur für den DD-Prozeß zu bringen.

Die Fusionsleistungsdichte ändert sich während des Abbrennprozesses, da sich die Dichte der ursprünglich vorhandenen Brennstoffkerne verändert und neue Reaktionsprodukte gebildet werden. Diese zeitliche Änderung wird unterhalb einer Temperatur von etwa 50 keV im wesentlichen durch die im Plasma vorhandenen Tritiumkerne bestimmt, da deren Reaktionsrate für DT-Reaktionen in diesem Bereich erheblich größer ist, als die der Deuteronen und He^3-Kerne in bezug auf DD- und He^3D-Fusionen[1]).

Wir betrachten als einfachstes Beispiel ein Plasma unterhalb 50 keV, das aus Deuterium- und Tritium-Kernen besteht und zum Zeitpunkt $t = 0$ auf seine kritische Temperatur gebracht wurde. Die Deuteronen-Dichte sei in diesem Moment gleich $N^0_{v,\mathrm{D}}$ und die Tritium-Dichte gleich $N^0_{v,\mathrm{T}}$, wobei wir noch annehmen, daß der Tritium-Anteil gering sei ($N^0_{v,\mathrm{D}} \gg N^0_{v,\mathrm{T}}$). Wenn während des Abbrennprozesses keine weiteren Brennstoffkerne zugeführt werden, ändert sich die Deuteronen-Dichte zu Beginn, d. h. in einer Zeit, die klein gegen die mittlere Lebensdauer der Deuteronen ist, praktisch nicht, sodaß wir sie in der ersten Näherung als konstant ansehen können ($N_{v,\mathrm{D}} = N^0_{v,\mathrm{D}}$). Entsprechend vernachlässigen wir die Dichte der durch Fusionen entstehenden He^3-Kerne, da der He^3-Gehalt unter den gemachten Voraussetzungen nur sehr langsam, nämlich proportional dem Verbrauch an Deuteronen anwächst. Es ergibt sich dann angenähert zu Beginn des Abbrennprozesses (d. h. für $0 \leq t \ll \tau_\mathrm{D}$ mit $\tau_\mathrm{D} = 1/(N_{v,\mathrm{D}}\, w_\mathrm{DD})$ für den zeitlichen Verlauf der Fusionsleistungsdichte

$$\mathcal{N}_{v,F} = \frac{1}{2} N^{0\,2}_{v,\mathrm{D}}\, w_\mathrm{DD}\, \mathcal{E}_\mathrm{DD} + N_{v,\mathrm{T}}(t) \cdot N^0_{v,\mathrm{D}}\, w_\mathrm{DT}\, \mathcal{E}_\mathrm{DT}\,, \tag{6}$$

wobei für die Tritiumdichte

$$N_{v,\mathrm{T}}(t) = N^0_{v,\mathrm{T}}\, \mathrm{e}^{-t/\tau_\mathrm{T}} + \frac{1}{2} N^0_{v,\mathrm{D}} \frac{w_\mathrm{DD}}{w_\mathrm{DT}} \left(1 - \mathrm{e}^{-t/\tau_\mathrm{T}}\right) \tag{7}$$

einzusetzen ist. In dieser Formel ist $\tau_\mathrm{T} = 1/(N_{v,\mathrm{D}}\, w_\mathrm{DT})$ die mittlere Lebensdauer der Tritiumkerne, die bei einer Temperatur von 50 keV und einer Deuteronendichte von $10^{15}\ \mathrm{cm}^{-3}$ rund 1 s beträgt.

Der erste Summand in Gl. (7) rührt von dem Abbau des Tritiums durch den $T(d,n)He^4$-Prozeß her, der zweite Summand von der gleichzeitigen Bildung von Tritium durch den D (d, p) T-Prozeß. Nach einiger Zeit stellt sich also im Plasma eine relative Tritium-Konzentration von

$$\frac{N_{v,\mathrm{T}}(\infty)}{N^0_{v,\mathrm{D}}} = \frac{1}{2} \frac{w_\mathrm{DD}}{w_\mathrm{DT}} \approx 3\,‰ \tag{8}$$

ein, wenn die beiden Prozesse der Bildung und des Abbaues von Tritium ins Gleichgewicht gekommen sind. Die Gleichungen (6) und (7) besagen weiter, daß sich die Tritium-Konzentration und damit die Fusionsleistungsdichte praktisch nicht ändert, wenn die Anfangskonzentration des Tritiums gleich der Gleichgewichtskonzentration von 3 ‰ ist, und daß jeder Tritium-Überschuß verhältnismäßig rasch, verglichen mit dem Abbau des Deuteriums, aus dem Plasma verschwindet.

Hat das Plasma also einen Tritium-Überschuß, so sinkt die Fusionsleistungsdichte nach der Zündung verhältnismäßig rasch ab, und zwar so lange, bis die Konzentration des Tritiums mit der des Deuteriums ins Gleichgewicht gekommen ist. Wird Tritium

---

[1]) TT-Reaktionen können, wie aus Fig. **881.1** hervorgeht, wegen ihres geringen Wirkungsquerschnitts vernachlässigt werden.

im oben angeführten Sinne als „Zündgas" benutzt, so muß bis zur Erreichung der kritischen Temperatur eines Deuterium-Plasmas mit Tritium in Gleichgewichtskonzentration (etwa 40 keV) Tritium laufend in hinreichender Menge zugeführt werden. Umgekehrt ist es, wenn bei der Zündung zu wenig Tritium vorhanden ist. Wenn man ein reines Deuterium-Plasma auf seine kritische Temperatur von 100 keV bringt, steigt die Leistungsdichte bei einer Teilchendichte von 10^{15} cm^{-3} innerhalb weniger Sekunden auf mehr als den sechsfachen Wert an.

Die skizzierten Eigenschaften des Tritiums lassen es möglich erscheinen, das Leistungsniveau eines stationären Fusionsreaktors, der mit Deuterium als Hauptbrennstoff arbeitet, durch Veränderung der Tritium-Konzentration von außen zu steuern. Ob ein solches Verfahren praktische Bedeutung erlangen kann, hängt davon ab, ob Tritium in hinreichender Menge für diese Zwecke bereitgestellt werden kann.

4.24 Teilchendichte

Wir haben im vorhergehenden Abschnitt aus der Energiebilanz des Fusionsprozesses zwar einen Aufschluß über die Höhe der erforderlichen Temperaturen erhalten, jedoch keine Aussagen über die Teilchendichten, die für einen Fusionsreaktor in Frage kommen. Andererseits hatten sich für die reaktionsfreien Weglängen der Brennstoffkerne extrem große Werte ergeben, so daß klar ist, daß ein sich selbst unterhaltender Fusionsmechanismus nur aufrechterhalten werden kann, wenn es gelingt, die Brennstoffkerne hinreichend lange (das heißt über Zeiträume in der Größenordnung ihrer Lebensdauer) innerhalb des Bereichs thermonuklearer Temperatur zu halten. Es wäre denkbar, die Teilchendichte so hoch zu wählen, daß die Teilchen infolge häufiger Zusammenstöße so langsam aus dem Plasma herausdiffundieren, daß ein wesentlicher Teil durch Fusion umgesetzt wird, bevor er das Plasma verläßt. Ein derartiger Mechanismus, der bei der Explosion einer Wasserstoffbombe wirksam ist, ist jedoch für Energieerzeugungszwecke nicht brauchbar, da die Fusionsleistungsdichte so hohe Werte annimmt, daß sie technisch nicht zu bewältigen ist.

Für die praktische Energiegewinnung dürfte nur ein stationärer oder zumindest quasistationärer Betrieb des Fusionsreaktors bei nicht zu hohen Teilchendichten in Frage kommen. Die Teilchendichten können nur so hoch gewählt werden, daß nicht nur die Fusionsleistungsdichte, sondern auch der gaskinetische Druck des Plasmas in vernünftigen Grenzen bleibt.

Für die Größe des magnetischen Drucks, den man mit geeigneten Feldern auf die Ladungsträger des Plasmas ausüben kann, gilt unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen:[1])

$$p_{\text{magn}} = \frac{1}{2}\mu_0 H^2 = 0{,}04\, B^2 \,\text{at} \cdot \text{kG}^{-2}. \tag{9}$$

Im Gleichgewicht muß der von außen auf das Plasma wirkende magnetische Druck gleich dem gaskinetischen Druck im Innern des Plasmas sein, das heißt es muß

$$p_{\text{kin}} = (N_{v,i} + N_{v,e})\, kT = \frac{1}{2}\mu_0\, H_0^2 \tag{10}$$

gelten. ($N_{v,i}$ Ionendichte, $N_{v,e}$ Elektronendichte, H_0 magnetische Feldstärke an der Plasmaoberfläche). Die in einem Fusionsplasma zulässige Teilchendichte wird auf Grund dieser Beziehung durch die realisierbaren magnetischen Feldstärken an der Plasmaoberfläche begrenzt.

Magnetspulen mit Eisenkernen erlauben die Herstellung von Feldern bis rund 20 000 G, entsprechend einem magnetischen Druck von rund 16 at. Dies bedeutet, daß nach Gl. (10) bei einer Temperatur von 50 keV die Ionendichte im Plasma nicht mehr als

[1]) Näheres in Abschn. 4.32.

$N_{v,i} = 10^{14}\,\text{cm}^{-3}$ betragen darf. Für ein Plasma aus Deuteronen und Tritonen in Gleichgewichtskonzentration ist die je Volumeinheit erzeugte Fusionsleistung

$$\mathcal{N}_{v,F} = 19{,}9 \cdot 10^{-13}\, N_{v,\mathrm{D}}^2\, w_{\mathrm{DD}}\,\mathrm{Ws}. \tag{11}$$

Bei einer Temperatur von 50 keV und einer Teilchendichte von $N_{v,\mathrm{D}} = 10^{14}\,\text{cm}^{-3}$ ergibt sich daraus eine Fusionsleistungsdichte von 0,24 W/cm³. Bedenkt man, daß die Leistungsdichte in einem Spaltungsreaktor rund 100 W/cm³ beträgt, so erkennt man, daß eine Teilchendichte von $10^{14}\,\text{cm}^{-3}$ entschieden zu klein ist.

Mit Feldern von 50 kG können Drucke von rund 100 at erzeugt werden, so daß die Teilchendichte auf $10^{15}\,\text{cm}^{-3}$ heraufgesetzt werden kann. Die Leistungsdichte wird dann etwa 8 W/cm³, erreicht also einen Wert, der zwar noch nicht sehr hoch ist, aber schon eher akzeptabel erscheint. Eine Teilchendichte von mehr als $10^{16}\,\text{cm}^{-3}$ dürfte wegen der Begrenzungsschwierigkeiten zumindest für den stationären Betrieb eines Fusionsreaktors nicht mehr in Betracht kommen. Das schließt jedoch nicht aus, daß möglicherweise der Reaktor bei etwas höheren Teilchendichten noch impulsartig betrieben werden kann.

In einem Magnetfeld rotieren die Ladungsträger mit der Zyklotron-Frequenz

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi}\,\frac{Ze}{m} \cdot B \tag{12}$$

auf Kreisbahnen mit dem Radius

$$R = \frac{1}{B}\,\frac{1}{Z \cdot e}\sqrt{2mE_\perp} \tag{13}$$

($E_\perp$ ist die der Impulskomponente senkrecht zum Magnetfeld entsprechende Teilchenenergie). Bei den in Frage kommenden Teilchendichten ist die Häufigkeit der Stöße und sonstigen Wechselwirkungen mit anderen Teilchen klein gegen die Zyklotronfrequenz, so daß die Rotation der Teilchen nur wenig gestört ist. Für die geladenen Reaktionsprodukte beträgt R bei einer Feldstärke von 50 kG etwa 5 bis 6 cm (abgesehen von den sehr energiereichen Protonen des He³D-Prozesses). In der gleichen Größenordnung muß also auch die räumliche Mindestausdehnung des Plasmas sein, damit die Reaktionsprodukte ihre Energie durch Stöße an das Plasma abgeben können.

4.3 Physik des Plasmas

4.31 Stoßprozesse

Die Verteilung der durch Fusionsprozesse im Plasma frei werdenden Energie erfolgt durch Stoßprozesse zwischen den einzelnen Plasmateilchen. Allerdings unterscheiden sich die Teilchen-Wechselwirkungen in einem Plasma sehr wesentlich von denen in einem neutralen Gas. Dies liegt vor allem daran, daß die Plasmateilchen wegen ihrer elektrischen Ladung ein Coulomb-Feld besitzen, dessen Reichweite sehr groß ist, so daß jedes geladene Teilchen dauernd in Wechselwirkung mit vielen anderen Ladungsträgern in seiner Umgebung steht. Dies hat zur Folge, daß die energetische „Kopplung“ zwischen den Teilchen eines Plasmas wesentlich stärker ist, als die zwischen neutralen Teilchen. Bei diesen spielen nur direkte Stöße eine Rolle, bei denen sich die Teilchen sehr nahe kommen, während sie sich zwischen den Stößen unabhängig voneinander bewegen.

Bei geladenen Teilchen tritt ein nicht zu vernachlässigender Impulsaustausch auch dann ein, wenn sie in relativ großer Entfernung (gemessen an ihrer räumlichen Ausdehnung) aneinander vorbeifliegen. Die Winkelablenkung der beiden „Stoßpartner“ bei einer derartigen Fernpassage ist zwar klein, jedoch ist die Häufigkeit solcher Vorgänge so erheblich, daß sich die vielen kleinen Ablenkungen in kurzer Zeit so aufsummieren, daß die Gesamtimpulsänderung in die gleiche Größenordnung kommt

wie der Teilchenimpuls selbst $[\Sigma\overline{(\Delta P)^2} \approx P_0^2]$. Die Zeitspanne, die hierzu erforderlich ist, nennt man „Relaxationszeit". In dieser Zeit summieren sich die durch Fernwechselwirkungen verursachten Impulsänderungen zu dem gleichen Effekt auf, den ein direkter Stoß hat, für den eine Impulsänderung in der Größenordnung des Teilchenimpulses charakteristisch ist. Die Relaxationszeit entspricht also der stoßfreien Flugzeit neutraler Teilchen in bezug auf direkte Stöße.

Für die Wechselwirkung zwischen gleichartigen Teilchen, die Z-fach geladen sind, ergibt sich nach L. Spitzer jr.[1]) eine Relaxationszeit von

$$\tau_s = \frac{2\pi\,\varepsilon_0^2\,\sqrt{m}\,(3\,k\,T)^{3/2}}{0{,}714\cdot N_v\,e^4\,Z^4\ln\Lambda}\,. \tag{14}$$

Dabei ist $\Lambda = \left(\frac{2\lambda_D}{r_{\min}}\right)$, $\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\,k\,T}{N_v\,e^2}}$ die sogenannte „Debye-Länge", die ein Maß für die effektive Reichweite der Coulomb-Zwischenkräfte in bezug auf stoßartige Wechselwirkungen zwischen geladenen Teilchen ist, und $r_{\min}$ der kleinste Teilchenabstand bei zentralem Stoß[2]). Bezeichnet man mit A das Atomgewicht, so ergibt sich aus Gl. (14) die Gleichung

$$\tau_s = 450\cdot 10^9\,\frac{\mathsf{A}^{1/2}\,T^{3/2}}{N_v Z^4\ln\Lambda}\ \text{s/cm}^3\,\text{keV}^{3/2}. \tag{15}$$

Multipliziert man die Relaxationszeit mit der mittleren Teilchengeschwindigkeit, so erhält man eine der stoßfreien Weglänge entsprechende Größe, die man als Relaxationsstrecke bezeichnet, und für die sich ergibt:

$$\lambda = \frac{2\pi\,\varepsilon_0^2\,(3\,k\,T)^2}{0{,}714\cdot N_v\,e^4\,Z^4\ln\Lambda}\,. \tag{16}$$

Die energetische „Kopplung" infolge des Energieaustausches durch die häufigen Fernwechselwirkungen ist bei den Ladungsträgern in einem Plasma wesentlich größer als der Energieaustausch durch direkte Stöße. Der Stoßquerschnitt für direkte Stöße, die eine Impulsänderung in der Größenordnung des Teilchenimpulses zur Folge haben, ist etwa gleich $4\pi\,r_{\min}^2$. Daraus ergibt sich für die stoßfreie Flugdauer zwischen zwei direkten Stößen

$$\tau_s^* = \frac{1}{4\pi\,N_v\,\overline{(r_{\min}^2\,v)}} = \frac{\pi\,\varepsilon_0^2\,\sqrt{m}\,(3\,k\,T)^{3/2}}{N_v\,Z^4\,e^4} = 0{,}36\cdot\ln\Lambda\cdot\tau_s\,, \tag{17}$$

die also im allgemeinen wesentlich größer als die entsprechende Relaxationszeit der Fernwechselwirkungen ist.

Als Beispiel betrachten wir ein Deuterium-Tritium-Plasma bei einer Temperatur von 100 keV und einer Teilchendichte beider Isotope von je 10^{15} cm^{-3}. Dann ergeben sich folgende Werte:

Reaktionsfreie Lebensdauer der Deuteronen in bezug auf DD-Fusionen:	~ 30 s
Reaktionsfreie Lebensdauer der Deuteronen in bezug auf DT-Fusionen:	~ 1 s
Relaxationszeit für Fernwechselwirkungen zwischen den Plasma-Ionen:	~ 0,03 s
Stoßfreie Flugdauer zwischen zwei direkten Stößen:	~ 0,25 s

[1]) Spitzer jr., L. Physics of Fully Ionized Gases, New York 1956.

[2]) Berechnung von $\ln\Lambda$ für ein Deuteronen- oder Protonenplasma:

$$\ln\Lambda = 9{,}4 + 1{,}15\left[3\cdot\log_{10}\left(\frac{T}{{}^\circ\text{K}}\right) - \log_{10}\left(\frac{N_v}{\text{cm}^{-3}}\right)\right] \quad \text{für} \quad T < 4{,}2\cdot 10^5\,{}^\circ\text{K}$$

$$\ln\Lambda = 15{,}9 + 1{,}15\left[2\cdot\log_{10}\left(\frac{T}{{}^\circ\text{K}}\right) - \log_{10}\left(\frac{N_v}{\text{cm}^{-3}}\right)\right] \quad \text{für} \quad T > 4{,}2\cdot 10^5\,{}^\circ\text{K}.$$

Diese Formeln gelten für Temperaturen und Teilchendichten, für die $\ln\Lambda > \approx 5$ ist. Beispiel: $T = 10^8\,{}^\circ$K, $N_v = 10^{15}$ cm^{-3}: $\ln\Lambda = 17{,}0$.

In einem DT-Plasma erfährt also jeder Brennstoffkern rd. 30mal einen Impulsaustausch mit anderen Kernen, bevor er durch eine DT-Reaktion umgewandelt wird. In einem reinen Deuteriumplasma dagegen liegt diese Zahl für die Deuteronen etwa bei 1000. Die bei den Fusionsprozessen entstehenden Reaktionsprodukte können also mit Sicherheit ihren Energieüberschuß an das Plasma abgeben, bevor sie von neuem umgewandelt werden.

Die zur Deckung der Strahlungsverluste eines ionisierten Gases notwendige Energie wird primär dem Elektronengas des Plasmas entnommen, so daß die Elektronentemperatur stets geringer als die Ionentemperatur ist. Dies hat zur Folge, daß infolge von Ion-Elektron-Wechselwirkungen ein Energietransport zwischen Ionen- und Elektronengas entsteht, dessen Größe näherungsweise der Temperaturdifferenz proportional ist. Im stationären Gleichgewicht stellt sich diese Temperaturdifferenz so ein, daß der Energietransport vom Ionen- zum Elektronengas die Strahlungsverluste des Elektronengases gerade deckt.

Für den Leistungstransport, der wesentlich durch die Relaxationszeit τ_{ie} der Ion-Elektron-Wechselwirkungen bestimmt ist, gilt näherungsweise

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = 3\,\frac{N_{v,i}}{\tau_{ie}}\left(\frac{m}{M}\right) k\,(T_i - T_e), \tag{18}$$

wobei m und M die Elektronen- bzw. Ionenmasse, T_i die Ionentemperatur und T_e die Elektronentemperatur ist. τ_{ie} ist etwa gleich $1/Z^2$ mal der aus Gl. (14) folgenden Elektron-Elektron-Relaxationszeit.

Durch Gleichsetzen der obigen Gleichung mit der Gleichung (4) für die Strahlungsverluste ergibt sich für die Temperaturdifferenz die Gleichung

$$T_i - T_e = 2{,}3 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{keV}^{-1}\,T_e^2. \tag{19}$$

Für $T_i = 100$ keV beträgt die Temperaturdifferenz nach dieser Formel rund 16 keV, ist also sehr beträchtlich.

4.32 Magnetohydrodynamik[1])

Für die Theorie des makroskopischen Verhaltens des Plasmas in räumlichen Bereichen, die so groß sind, daß die statistischen Schwankungen der Zustandsgrößen keine Rolle mehr spielen, werden im Prinzip die gleichen Beschreibungsmethoden angewandt, wie sie von der Hydrodynamik her bekannt sind. Dementsprechend sind die Gleichungen, die zur makroskopischen Beschreibung des Plasmaverhaltens zugrunde gelegt werden, im wesentlichen die hydrodynamischen Gleichungen der Gasydnamik, die mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen im Hinblick auf die elektromagnetischen Eigenschaften eines Plasmas ergänzt sind. Da vor allem die Einbeziehung magnetischer Kräfte gegenüber der Hydrodynamik wesentlich andersartige Ergebnisse liefert, werden die Gleichungen als magnetohydrodynamische oder hydromagnetische Gleichungen bezeichnet.

Bei der Aufstellung der magnetohydrodynamischen Gleichungen wird im allgemeinen vorausgesetzt, daß im Plasma keine Ladungsakkumulationen auftreten, das heißt, daß elektrische Ströme stets in geschlossenen Bahnen fließen und daß das Plasma quasineutral ist. In der Tat erzwingen die elektrischen Felder der Plasmateilchen, daß die lokale Dichte der negativen und positiven Ladung im Plasma überall gleich ist, wenn man über Zeiten mittelt, die groß gegen die Periode der auf Trägheitseffekten der Ladungsträger beruhenden Plasmaoszillationen sind. Schon geringe Abweichungen von der Quasineutralität würden im Plasma erhebliche elektrostatische Felder erzeugen, die wegen der stets hohen elektrischen Leitfähigkeit nicht existieren können.

---

[1]) Cowling, T. G., Magnetohydrodynamics, New York 1957. — Kantrowitz, A. R., Petschek, H. E., Elsasser, W. M., Magnetohydrodynamics. A Symposium. California 1957.

Bezeichnen wir mit ϱ_i, ϱ_e, $\mathfrak{v}_i$, $\mathfrak{v}_e$ die Dichten und die mittleren Teilchengeschwindigkeiten der Ionen und Elektronen und setzen wir $\varrho = \varrho_i + \varrho_e$ und $\mathfrak{v} = 1/\varrho\,(\varrho_i\,\mathfrak{v}_i + \varrho_e\,\mathfrak{v}_e)$, so ergibt sich für die Bewegungsgleichung eines vollständig ionisierten Plasmas mit einigen zulässigen Vereinfachungen

$$\varrho\,\frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t} = -[\mathfrak{B}\operatorname{rot}\mathfrak{H}] - \nabla\,\mathfrak{p}\,. \tag{20}$$

Dabei ist $\mathfrak{p}$ der Drucktensor, der im allgemeinsten Fall sechs verschiedene Komponenten (drei Diagonalelemente und drei Nicht-Diagonalelemente mit $p_{\alpha\beta} = p_{\beta\alpha}$) hat. Die Nicht-Diagonalelemente des Drucktensors liefern die Viskositätseffekte des Plasmas. Sie werden meist nicht berücksichtigt, obwohl die Viskosität eines Plasmas, die im übrigen bei Vorhandensein eines Magnetfeldes anisotrop ist, mit der Temperatur ansteigt und bei thermonuklearen Temperaturen beträchtlich wird. Diese Vereinfachung erscheint also nur bei solchen Problemen zulässig, bei denen vorausgesetzt werden kann, daß das Feld der Teilchengeschwindigkeiten hinreichend homogen ist. Die Diagonalelemente des Drucktensors sind gleich, solange thermisches Gleichgewicht herrscht. Bei Kompressionsvorgängen, die so rasch erfolgen, daß die durch Stoßprozesse bedingte Gleichverteilung der mittleren Teilchenenergie auf alle drei Freiheitsgrade gestört wird, können die Diagonalelemente verschiedene Werte annehmen. Da bei extrem hohen Temperaturen die Stoßrelaxationszeiten groß werden, muß mit diesem Effekt, den man als „Entkopplung der Freiheitsgrade" bezeichnet, gerechnet werden. Für den Fall isotropen Druckes und vernachlässigbarer Viskosität kann man also $\nabla\,\mathfrak{p} = \operatorname{grad} p$ setzen, wobei $p = p_{11} = p_{22} = p_{33}$ der skalare Druck ist.

Für die Stromdichte $\mathfrak{j} = e\,(N_{v,i}\,Z\,\mathfrak{v}_i - N_{v,e}\,\mathfrak{v}_e)$ im Plasma ($N_{v,i}\,N_{v,e}$: Ionen- bzw. Elektronendichte, Z: Kernladungszahl der Ionen) ergibt sich näherungsweise:

$$\mathfrak{j} = \eta\left\{\mathfrak{E} + [\mathfrak{v}\,\mathfrak{B}] + \frac{1}{N_{v,e}\,e}\,(\nabla\,\mathfrak{p}_e - [\mathfrak{j}\,\mathfrak{B}])\right\} \tag{21}$$

wobei η die elektrische Leitfähigkeit ist. Die Gln. (20) und (21) stellen, ergänzt durch die Maxwellschen Gleichungen, die Kontinuitätsgleichung und die Gesetze für ideale Gase das System der magnetohydrodynamischen Gleichungen dar.

Setzen wir in Gl. (20) das Trägheitsglied $\varrho\,\partial\mathfrak{v}/\partial t$ gleich Null, so erhalten wir die magnetohydrodynamische Gleichgewichtsbedingung

$$\nabla\,\mathfrak{p} = -[\mathfrak{B}\operatorname{rot}\mathfrak{H}] = -\frac{\mu_0}{2}\operatorname{grad}\mathfrak{H}^2 + (\mathfrak{B}\operatorname{grad})\,\mathfrak{H}. \tag{22}$$

Für eine Plasmakonfiguration mit vernachlässigbaren Viskositätseffekten, bei der die linke Seite der Gl. (22) gleich dem Gradienten des skalaren Druckes ist, müssen nach dieser Gleichung die magnetischen Kraftlinien also in den Ebenen $p = \text{const}$ liegen. Da der Druck senkrecht zur Oberfläche des Plasmas gerichtet ist, bedeutet dies, daß die magnetischen Kraftlinien die Oberfläche nirgends durchsetzen dürfen.

Für den Fall, daß die magnetischen Kraftlinien praktisch parallel und nur wenig gekrümmt sind, kann man die magnetischen „Schubspannungen" $(\mathfrak{B}\operatorname{grad})\,\mathfrak{H}$ vernachlässigen, und die Gleichgewichtsbedingung vereinfacht sich zu

$$\left(p + \frac{\mu_0}{2}\,\mathfrak{H}^2\right) = \text{const}. \tag{23}$$

$p_{\text{magn}} = \frac{\mu_0}{2}\,\mathfrak{H}^2$ ist der Druck, den das magnetische Feld senkrecht zur Richtung der magnetischen Kraftlinien auf das Plasma ausübt. Dieser magnetische Druck muß dem gaskinetischen Druck des Plasmas $p = (N_{v,i} + N_{v,e})\,k\,T$ die Waage halten.

Die Erfüllung der magnetohydrostatischen Gleichgewichtsbedingung reicht allerdings im allgemeinen nicht für die energetische Begrenzung des Plasmas aus. Verfolgt man

die Bewegungen einzelner Teilchen in inhomogenen und gekrümmten Magnetfeldern[1]), so ergibt sich, daß die Plasmateilchen Driftbewegungen quer zum Magnetfeld ausführen, wobei sich für die Driftgeschwindigkeit

$$v_D = \frac{v_\perp^2}{2\,\omega_c}\,\frac{\mathrm{grad}_\perp|\mathfrak{B}|}{|\mathfrak{B}|} + \frac{v_\parallel^2}{\omega_c R} \tag{24}$$

ergibt. ($v_\perp$, $v_\parallel$ Komponenten der Teilchengeschwindigkeit senkrecht und parallel zum Magnetfeld, $\mathrm{grad}_\perp$: Komponente des Gradienten senkrecht zu $\mathfrak{B}$, ω_c Zyklotronfrequenz, R Krümmungsradius der magnetischen Kraftlinien.) Die Driftgeschwindigkeit kann in inhomogenen Magnetfeldern besonders für die Reaktionsprodukte hoher Energie erhebliche Werte annehmen, so daß diese das Plasma vorzeitig verlassen.

Die zur Erzeugung des magnetischen Druckes erforderlichen Kraftfelder können entweder durch äußere Magnetspulen erzeugt werden oder auch durch Ströme im Inneren des Plasmas. In diesem Fall besteht zwischen der elektrischen Stromdichte im Plasma und dem magnetischen Druck die Beziehung

$$\mathrm{grad}\, p_{\mathrm{magn}} = [\mathfrak{B}\ \mathrm{rot}\,\mathfrak{H}] = -[\mathfrak{j}\,\mathfrak{B}], \tag{23}$$

woraus unmittelbar folgt, daß die erzeugenden Ströme parallel zur Oberfläche des Plasmas und quer zur Richtung des magnetischen Feldes fließen müssen. Man bezeichnet die Selbstbegrenzung eines Plasmas durch das Eigenmagnetfeld der Plasmaströme als „Pinch-Effekt".

Eine weitere interessante Beziehung kann man unter Zuhilfenahme der Gleichung $\mathrm{rot}\,\mathfrak{E} = -\partial\mathfrak{B}/\partial t$ aus Gl. (21) ableiten. Es ergibt sich für die magnetische Feldstärke

$$\frac{\mathrm{d}\mathfrak{H}}{\mathrm{d}t} = (\mathfrak{H}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{v} + \frac{1}{\mu_0\,\eta}\,\Delta\,\mathfrak{H}, \tag{26}$$

wenn man den Druck- und Hallterm in (21) vernachlässigt. Dabei ist $\mathrm{d}\mathfrak{H}/\mathrm{d}t = \partial\mathfrak{H}/\partial t + (\mathfrak{v}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{H}$ die substantielle Änderung der magnetischen Feldstärke. Sie beschreibt das Verhalten des Plasmas in einem Magnetfeld. Betrachten wir zunächst den Fall unendlich großer Leitfähigkeit η, so stellt Gl. (26) die von den Helmholtzschen Wirbelsätzen her bekannte Beziehung dar, die in unserem Falle besagt, daß das Plasma gewissermaßen an den magnetischen Kraftlinien haftet („Eingefrorenes Magnetfeld"). Dieser Effekt rührt daher, daß bei einer infinitesimalen Bewegung quer zum Magnetfeld elektrische Ströme induziert werden, die die Bewegung zu verhindern suchen.

Bei geeigneten Feldkonfigurationen kann das eingefrorene Magnetfeld dazu dienen, ein Plasma räumlich zu fixieren, nämlich dann, wenn die magnetischen Kraftlinien durch die Bewegung des Plasmas „gedehnt" werden. Magnetfelder verhalten sich nämlich so, als ob die magnetischen Kraftlinien unter einer „Spannung" von der Größe $\mu_0\,\mathfrak{H}^2$ ständen, so daß bei einer Dehnung der Kraftlinien durch Bewegung des Plasmas Rückstellkräfte auftreten, die die Bewegung zu hindern suchen.

Betrachten wir als zweiten Grenzfall ein Plasma, in dem die Teilchengeschwindigkeit $\mathfrak{v}$ verschwindet, so stellt Gl. (26) eine reine Diffusionsgleichung mit der Diffusionskonstanten $D = 1/\mu_0\,\eta$ dar. Dies bedeutet, daß bei endlicher elektrischer Leitfähigkeit eine Diffusion des Magnetfeldes durch das Plasma eintritt, die daher rührt, daß die Induktionsströme, die den Zusammenhalt zwischen Magnetfeld und Plasma bewirken, durch Ohmsche Verluste gedämpft werden.

Die Leitfähigkeit eines Plasmas bei thermonuklearen Temperaturen ist stets groß gegen die der besten metallischen Leiter bei Zimmertemperatur. Sie ist der Stoßrate

[1]) Spitzer jr., L., Physics of Fully Ionized Gases, New York 1956. — Biermann, L., Schlüter, A., Z. Naturforsch. **12a** (1957), 805. — Lüst, R., Schlüter, A., Z. Naturforsch. **12a** (1957), 841. — Allis, W. P., Handb. d. Phys. Bd. XXI, S. 383/444. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.

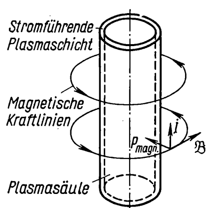
der Ladungsträger im Plasma umgekehrt proportional und steigt mit $T^{3/2}$ an [s. Gl. (14)]. Eine grobe Abschätzung ergibt, daß bei einer Temperatur von 100 keV die Leitfähigkeit mehr als 100mal besser ist als die von Kupfer bei Zimmertemperatur. Die Diffusionsgeschwindigkeit eines hocherhitzten Plasmas quer zu einem Magnetfeld wird also im allgemeinen klein sein, so daß es durchaus möglich erscheint, ein Plasma durch ein Magnetfeld zumindest für eine gewisse Zeit räumlich festzuhalten.

4.33 Der Schnür-Effekt (Pinch-Effekt)

Die meisten bisher bekanntgewordenen experimentellen Vorstöße in das Gebiet extrem hoher Temperaturen benutzen Plasma-Konfigurationen, die sich durch den Schnür-Effekt selbst begrenzen.

4.331 Zylindrische Plasmasäulen

Die einfachste Plasmakonfiguration, die sich durch den Schnür-Effekt selbst begrenzt, ist eine zylindrische Plasmasäule, welche einen axial gerichteten Plasmastrom hoher Stromstärke führt. Dieser achsenparallele Strom erzeugt ein Magnetfeld (Fig. **890.**1), dessen magnetischer Druck radial nach innen gerichtet ist und das Plasma begrenzt. Die erforderlichen Stromstärken sind allerdings extrem hoch. Ist I_0 die Gesamtstromstärke in der Plasmasäule, so gilt für die magnetische Feldstärke an der Oberfläche des Plasmas: $H_0 = I_0/2\pi R$, wenn R der Radius der Plasmasäule ist. Aus der magnetohydrostatischen Gleichgewichtsbedingung (22) folgt dann



890.1 Schnür-Effekt bei der zylindrischen Plasmasäule

$$I_0^2 = \frac{1}{\mu_0} 8\pi^2 R^2 (N_{v,i} + N_{v,e}) k T \qquad (27)$$

(T Temperatur im Inneren der Plasmasäule, $N_{v,i}$ Ionendichte, $N_{v,e}$ Elektronendichte). Bei einer Plasmatemperatur von 100 keV, einer Ionendichte von 10^{15} cm^{-3} und einem Plasmaradius von 10 cm würde die erforderliche Stromstärke rund 3 MA betragen.

Die Hauptschwierigkeit einer durch Schnür-Effekt begrenzten zylindrischen Plasmasäule ist, daß eine solche Konfiguration keineswegs ein stabiles Gebilde darstellt. Kruskal und Schwarzschild[1]) haben zuerst darauf hingewiesen, daß eine zunächst gerade Plasmasäule, die an einer beliebigen Stelle etwas verbogen wird, nicht etwa in ihre Ausgangslage zurückkehrt, sondern daß die Deformation exponentiell anwächst und den Plasmaschlauch auseinanderreißt. Der Grund hierfür wird bei Betrachtung von Fig. **891.**1 sofort klar. An der konkaven Seite der deformierten Plasmasäule werden die magnetischen Kraftlinien zusammengedrückt, an der konvexen Seite dagegen gespreizt. Dies bedeutet, daß die magnetische Feldstärke und damit der magnetische Druck an der konkaven Seite der Plasmasäule größer ist als an der konvexen, was zur Folge hat, daß die Deformation exponentiell anwächst, und zwar mit einer Zeitkonstanten, die der Größenordnung von 10^{-8} s liegt, so daß der Plasmaschlauch zerreißt, bevor der Fusionsprozeß richtig eingesetzt hat.

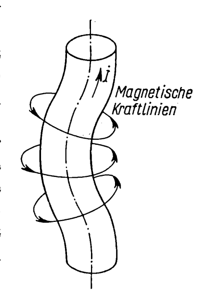
Es liegt nahe, diese Instabilität durch ein axiales Magnetfeld, das z. B. durch eine äußere zylindrische Spule erzeugt werden kann, zu beseitigen, indem man sich den durch Gl. (26) beschriebenen Effekt des „Haftens" der Plasmateilchen an den magnetischen Kraftlinien zunutze macht[2]).

[1]) Kruskal, M., Schwarzschild, M., Proc. Roy. Soc. Lond. **A 223** (1954), 348. — Tayler, R. J., Proc. Roy. Soc. Lond. **B 70** (1957), 31.

[2]) Schrafranow, V. B., J. Nucl. Energy II, **5** (1957), 86. — Hain, K., Lüst, R., Schlüter, A., Z. Naturforsch. **12a** (1957), 833. — Jordan, H. L., Schindler, K., Rosenbluth, M. N., Taylor, R. I., Proc. 3rd. Int. Conf. on Ioniz. Phenom. in Gases, Venedig 1957.

Eine solche Stabilisierung ist zu erwarten, da bei einer Verbiegung der Plasmasäule die axialen Kraftlinien gedehnt werden und infolge ihrer „magnetischen Spannung" auf das Plasma eine Rückstellkraft ausüben. Die erforderlichen axialen magnetischen Feldstärken müssen in der gleichen Größenordnung liegen wie die azimutale Feldstärke, die den Schnür-Effekt hervorruft.

Eine weitere Stabilisierung, die vor allem zur Fixierung der Lage der Einschnürung relativ zum Entladungsgefäß beiträgt, kann erreicht werden, wenn die Wände des Entladungsrohrs aus einem Metall möglichst hoher elektrischer Leitfähigkeit hergestellt werden[1]). Bewegt sich der Plasmazylinder relativ zu den Gefäßwänden, so werden in diesen Wirbelströme induziert, die die Bewegung zu verhindern suchen. Auch dieser Effekt beruht auf dem durch Gl. (26) beschriebenen Sachverhalt, wobei für η die Leitfähigkeit der Gefäßwände einzusetzen ist. Im übrigen muß man sich darüber klar sein, daß beide Verfahren zur Stabilisierung der Einschnürung keineswegs vollkommen sind. Wegen der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas bzw. der Gefäßwände kann eine Diffusion des Plasmas quer zum Magnetfeld bzw. quer zur Achse des Entladungsrohrs nicht vermieden werden, so daß die Zerstörung der Einschnürung durch Aufreißen oder durch Kontakt mit den Gefäßwänden zwar verzögert, aber nicht verhindert werden kann.

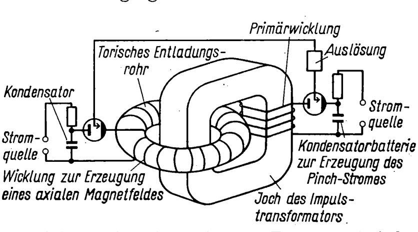


891.1 Zur Instabilität einer durch Schnür-Effekt begrenzten Plasmasäule

Wenn auch zur Zeit noch an verschiedenen Stellen Versuche mit zylindrischen Plasmasäulen, die zwischen zwei Elektroden brennen, hauptsächlich zum Studium der Einschnürung gemacht werden, so ist man sich jedoch klar darüber, daß eine derartig einfache Plasmakonfiguration nicht zu einem Fusionsreaktor führen kann, da die so erreichbaren Temperaturen bei weitem zu klein sind. Dies hat unter anderem folgende Gründe:

1. Die Wärmeableitung des Plasmas zu den Elektroden ist zu groß.

2. Da die Leitfähigkeit des Plasmas bei thermonuklearen Temperaturen um mehrere Größenordnungen größer ist als die der besten metallischen Leiter, ist es nicht möglich, über die Elektroden dem Plasma Energie mit akzeptablem Wirkungsgrad zuzuführen.



891.2 Schema einer Apparatur zur Erzeugung torischer Plasmasäulen

3. Durch den Elektrodenabbrand werden notwendig große Mengen an Verunreinigungen in das Plasma eingebracht, die die Strahlungsverluste in unzulässiger Weise erhöhen.

Die bisherigen Ergebnisse deuten darauf hin, daß mit derartigen Anordnungen Temperaturen über 10^7 °K auch kurzzeitig nicht erreichbar sind.

4.332 Torische Plasmasäulen

Eine Möglichkeit, diese Schwierigkeiten teilweise zu vermeiden, ist die Erzeugung einer kreisförmigen, in sich geschlossenen Plasmasäule durch ein elektrisches Wirbelfeld. Eine solche Plasmakonfiguration kann in einem torischen Entladungsgefäß erzeugt werden, das die einzige Sekundärwindung eines Impulstransformators bildet (Fig. **891.2**).

[1]) Roberts, S. I., Taylor, R. J. AERE-T/R-2204.

Die im vorigen Abschnitt angegebene Gl. (27) für die zur Einschnürung erforderliche Plasmastromstärke gilt hier ebenfalls. Überträgt man die Überlegungen für die Instabilität der Einschnürung auf den Fall des torischen Plasmaschlauches, so erkennt man sofort, daß diese Plasmakonfiguration noch nicht einmal das labile Gleichgewicht der zylindrischen Plasmasäule hat, sondern grundsätzlich instabil ist, da im inneren, der Symmetrieachse zugewandten Teil des Torus der magnetische Druck größer ist als außen. Die durch den Schnür-Effekt kontrahierte torische Plasmasäule hat deshalb die Tendenz, nach außen zu expandieren. Auf Grund einer neueren theoretischen Untersuchung[1]) dieses Problems scheint es jedoch grundsätzlich möglich zu sein, diese Instabilität durch ein homogenes Magnetfeld in Richtung der Symmetrieachse des Torus zu beseitigen. In erster Näherung ergibt sich für die Stärke dieses Magnetfeldes ein konstanter Wert von der Größe

$$B_z = B_{\vartheta 0} \frac{1}{2} \frac{r_0}{R_0} \ln\left(\frac{8 R_0}{r_0} - \frac{1}{2}\right) \tag{28}$$

($B_{\vartheta 0}$ meridionales Magnetfeld des Plasmastromes an der Plasmaoberfläche, r_0 kleiner Radius, R_0 großer Radius des Torus). Durch dieses Zusatzmagnetfeld wird das meridionale Magnetfeld der Plasmaströme so korrigiert, daß der magnetische Druck an der Oberfläche des Plasmatorus überall gleich wird.

Eine zusätzliche Stabilisierung des Plasmaschlauches durch ein Magnetfeld längs der Torusseele und durch metallische Gefäßwände kann natürlich auch hier in der gleichen Weise wie bei der zylindrischen Plasmasäule angewandt werden.

4.34 Aufheizung des Plasmas

Zur Erzeugung eines Plasmas von thermonuklearen Temperaturen wäre das nächstliegende Verfahren die Anwendung geeigneter Aufheizmethoden. Eine weitere Möglichkeit ist die Abbremsung eines gerichteten Teilchenstrahls, der in eine magnetische Flasche eingeschossen wird, wobei mit zunehmender Teilchenakkumulierung innerhalb des begrenzenden Magnetfeldes eine „Thermisierung“ der Geschwindigkeiten durch Stoßprozesse eintritt. Die Stromstärke des Teilchenstrahls müßte dabei so hoch sein, daß die Bremsstrahlungsverluste gedeckt werden.

Charakteristische Schwierigkeiten dieser Methode beruhen darauf, daß magnetische Flaschen, soweit sie durch elektrische Ströme in Leitern realisierbar sind, nie absolut dicht sind, sondern „Lecks“ besitzen, durch die unter Umständen ein erheblicher Anteil energiereicher Teilchen entweichen kann[2]). Außerdem ist es schwierig, Teilchen in die Flasche so einzuschießen, daß sie im Magnetfeld eingefangen werden, ohne sofort wieder verlorenzugehen[3]). Hinzu kommt, daß für diesen Zweck Ionenquellen und Teilchenbeschleuniger erforderlich sind, welche extrem hohe Stromstärken liefern.

Will man dagegen das Plasma durch einen Aufheizvorgang auf thermonukleare Temperatur bringen, so muß die bei der jeweiligen Temperatur zugeführte Leistung größer sein als die Energieverluste je Zeiteinheit, die im allgemeinen überwiegend durch Abstrahlung eintreten. Solange das Plasma nicht vollständig ionisiert ist, wird die zugeführte Überschußleistung nicht nur in thermische Energie, sondern zum Teil auch in Anregungsenergie der Teilchen überführt. Besonders im Temperaturbereich von 10000 bis 20000 °K, in dem der Ionisationsgrad rasch ansteigt, ist der zweite Anteil besonders groß, so daß in diesem Bereich besonders erhebliche Energiemengen zur Erhöhung der Temperatur zugeführt werden müssen. Im gleichen Temperaturbereich nimmt die optische Dicke des Plasmas so stark zu, daß damit gerechnet werden muß, daß das Plasma praktisch wie ein schwarzer Körper nach dem Stefan-Boltzmannschen

[1]) Biermann, L., Hain, K., Jörgens, K., Lüst, R., Z. Naturforsch. **12a** (1957), 826.
[2]) Persico, E., Linhart, J. G., Nuovo Cimento **8** (1958), 740.
[3]) Nucleonics, **16**, Nr. 5 (1958), 122.

T^4-Gesetz strahlt. In diesem Gebiet liegt die Strahlungsleistung bei 10^5 bis 10^6 W/cm³ und ist also rund 1000mal größer als die Bremsstrahlungsverluste des vollständig ionisierten Plasmas bei thermonuklearen Temperaturen und einer Teilchendichte von 10^{15} cm^{-3}. In diesem unteren Temperaturbereich muß die Aufheizung also besonders effektiv sein und besonders rasch erfolgen.

Für die Aufheizung des Plasmas können folgende Methoden herangezogen werden:

1. Adiabatische Kompression des Plasmas durch rasch ansteigenden magnetischen Druck und Aufheizung durch die Erzeugung von Stoßwellen;

2. Induktion elektrischer Ströme im Plasma, deren Energie infolge der endlichen Leitfähigkeit in Joulesche Wärme umgesetzt wird;

3. Anregung von elektromagnetischen oder hydromagnetischen Schwingungen im Plasma;

4. Energiezufuhr durch den sog. Gyro-Relaxationsprozeß.

4.341 Adiabatische Kompression des Plasmas

Eine Aufheizung des Plasmas durch adiabatische Kompression und Induktion elektrischer Ströme erfolgt bei den in Abschn. 4.4 beschriebenen Fusionsexperimenten, bei denen eine Plasmasäule durch den magnetischen Druck rasch ansteigender Plasmaströme komprimiert wird. Solange die Relaxationsstrecke der Teilchen in der Größenordnung der Plasmadimensionen bleibt, d. h. bei nicht zu hohen Temperaturen und nicht zu geringen Teilchendichten, verhält sich ein Deuterium-Plasma im wesentlichen wie ein einatomiges Gas mit drei Freiheitsgraden. Bei sehr hohen Temperaturen hingegen, wenn die Kompressionsvorgänge zwar noch langsam gegen die individuelle Teilchenbewegung, aber schnell gegen die Stoß-Relaxationszeit sind, sind die drei Freiheitsgrade der Translationsenergie der Teilchen praktisch entkoppelt. Ein solches Plasma verhält sich bei Kompression in einer Dimension bezüglich der Temperaturänderung wie ein Gas mit nur einem Freiheitsgrad. Die Kompression eines Plasmas durch magnetische Felder ist das Beispiel einer zweidimensionalen Kompression, bei der sich das Plasma wie ein Gas mit zwei Freiheitsgraden verhält, da bei Ansteigen des magnetischen Feldes die Teilchen im wesentlichen nur Energie in den Ebenen senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien aufnehmen (s. Abschn. 4.344).

4.342 Stoßwellen im Plasma[1])

Wird an einer beliebigen Stelle im Plasma eine Störung des Druckgleichgewichts hervorgerufen, welche die Plasmateilchen auf Geschwindigkeiten beschleunigt, die größer sind als die Schallgeschwindigkeit $v = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{kT}{m}}$, so breitet sich von dieser Stelle eine Stoßwelle in das Plasma aus. Bei Fehlen eines Magnetfeldes im Plasma besteht diese Stoßwelle, ähnlich wie bei einem neutralen Gas, aus einer Wellenfront, in der ein sehr steiler Druck- und Temperaturanstieg auftritt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle hängt von der Größe der Anfangsstörung ab. Sie liegt für schwache Stöße nur wenig über der Schallgeschwindigkeit und kann für starke Stöße ein Vielfaches der Schallgeschwindigkeit betragen. Die Temperaturerhöhung im Plasma nach dem Durchlauf der Stoßfront ist um so größer, je stärker die Stoßwelle ist, und stets größer als die Temperaturerhöhung, die bei einer entsprechenden adiabatischen Kompression erzielt würde. Die Breite der Stoßfront, d. h. der Bereich, in dem der Druckanstieg erfolgt, ist gering und liegt in der Größenordnung der stoßfreien Weglänge der Teilchen. Die Vorgänge in der Stoßfront sind nicht einfach zu übersehen, da in ihr naturgemäß kein thermisches Gleichgewicht herrschen kann. Außerdem entstehen

[1]) Marshall, W., Proc. Roy. Soc. **A 233** (1955), 367. — Kolb, A. C., Kash, S. W., Petschek, A. E., Magnetohydrodynamics. A Symposium. California 1957.

in der Stoßfront infolge des unterschiedlichen Verhaltens der Ionen und Elektronen Abweichungen von der Quasineutralität, die zur Ausbildung eines longitudinalen elektrischen Feldes über die Breite der Stoßfront führen.

Wenig geklärt ist zur Zeit noch der Einfluß eines magnetischen Feldes auf Stoßwellen, deren Fortpflanzungsrichtung quer zum Magnetfeld verläuft. Es scheint, daß in diesem Falle die Stoßphänomene im Plasma wesentlich verändert sind, vor allem, wenn der Gyroradius der Teilchen um die magnetischen Kraftlinien klein gegen die stoßfreie Weglänge ist.

4.343 Plasmaschwingungen

Eine weitere Möglichkeit, die Aufheizung eines Plasmas zumindest zu unterstützen, ist die Anregung von Oszillationen der Plasmateilchen, etwa durch die Einstrahlung elektromagnetischer Wellen. Die Wechselwirkung zwischen Plasma und Strahlung ist wesentlich durch die charakteristischen Eigenfrequenzen der Plasmateilchen bestimmt. Zu diesen Eigenschwingungen gehören z. B. die zuerst von Tonks und Langmuir beobachteten longitudinalen Ionen- und Elektronen-Plasmaschwingungen, die auch bei Fehlen eines magnetischen Feldes vorhanden sind und die daher rühren, daß bei geringen lokalen Abweichungen vom Zustand der Quasineutralität elektrostatische Rückstellkräfte auf die Ladungsträger wirken, die einer quasielastischen Bindung entsprechen. Für die Eigenfrequenz der Elektronen-Plasmaschwingungen, die wesentlich höher ist als die entsprechende Frequenz für die Ionen, gilt

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{N_{v,e}\,e^2}{\varepsilon_0\, m_e}} = 9\cdot 10^3 \sqrt{N_{v,e}}\,\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{Hz}\,. \tag{29}$$

Bei Vorhandensein eines Magnetfeldes kommen als weitere Eigenfrequenzen die beiden Gyrofrequenzen der Rotation der Elektronen und Ionen um die magnetischen Kraftlinien hinzu.

Um eine möglichst hohe Energieaufnahme des Plasmas zu erzielen, wird man also zweckmäßig eine der Eigenfrequenzen einstrahlen. Die Amplitude der durch das elektromagnetische Feld angeregten Teilchenschwingungen wird durch Stoßprozesse gedämpft, die die aus dem Strahlungsfeld aufgenommene Energie in das Plasma verteilen.

Wesentlich für diese Art der Energiezufuhr ist die Frage der Durchlässigkeit des Plasmas für elektromagnetische Wellen. Zur Erläuterung betrachten wir den einfachen Fall der Einstrahlung einer transversalen elektromagnetischen Welle in ein magnetfeldfreies Plasma, wobei Stoßprozesse vernachlässigt werden sollen. Für den Brechungsindex eines unendlich ausgedehnten Plasmas in bezug auf eine derartige Welle gilt die „Ecclessche Beziehung"

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}, \tag{30}$$

wobei ω_p die Elektronen-Plasmafrequenz ist; n ist also reell und ≤ 1 für $\omega > \omega_p$ und imaginär für $\omega < \omega_p$[1]). Reelles $n < 1$ bedeutet, daß die Welle das Plasma ungeschwächt durchsetzt, und zwar mit einer Phasengeschwindigkeit c/n, die größer als die Lichtgeschwindigkeit ist, während imaginäres n eine in der Fortpflanzungsrichtung exponentiell abklingende Welle beschreibt, wobei die Abklingkonstante $1/d$ gleich ω/c_0 mal Imaginärteil von n ist, in unserem Fall also

$$\frac{1}{d} = \frac{\omega_p}{c_0}\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2}. \tag{31}$$

Bei kleinen Frequenzen dringt die Welle also nur etwa eine Wellenlänge tief in die Oberfläche des Plasmas ein und wird vollständig reflektiert, während sie bei hohen

[1]) Spitzer jr., L., Phys. of Fully Ionized Gases, New York 1956.

Frequenzen ungeschwächt das Plasma passiert. Der Grund hierfür liegt in der hohen Beweglichkeit der Plasmaträger. Bei Frequenzen unterhalb ω_p entsteht im Plasma durch die Schwingungsbewegungen der Plasmateilchen ein elektrisches Wechselfeld, das dem Vektor des elektromagnetischen Feldes genau entgegengesetzt gerichtet ist und das Fortschreiten der Welle verhindert. Bei der Resonanzfrequenz hingegen ändert sich bekanntlich die Phase der erzwungenen Schwingung je nach Dämpfung des Systems mehr oder weniger schnell um 180°. Dies ist der Grund, daß oberhalb ω_p das Plasma für die elektromagnetische Welle transparent ist.

Bei Vorhandensein von Magnetfeldern liegen die Verhältnisse im Prinzip ähnlich, jedoch sind die Dispersionseffekte wegen der zusätzlich auftretenden Eigenfrequenzen komplizierter[1]).

Auch die räumliche Begrenzung des Plasmas kann die Dispersionsverhältnisse beträchtlich modifizieren. So kann zum Beispiel eine zylindrische Plasmasäule als Wellenleiter für eine längs der Achse fortschreitende elektromagnetische Welle dienen, deren Frequenz unterhalb der Plasmafrequenz liegt und deren Phasengeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist[2]).

4.344 Der Gyro-Relaxationseffekt

Auf ein Verfahren, das geeignet erscheint, dem Plasma Energie mittels periodisch veränderlicher Magnetfelder zuzuführen, hat A. Schlüter[3]) hingewiesen. Erhöht man die magnetische Feldstärke im Plasma derart, daß $\frac{1}{H}\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}$ klein gegen die Zyklotronfrequenz der Teilchen bleibt, so erhöht sich die Rotationsenergie der Teilchen in den Ebenen senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien nach der Gleichung

$$\frac{\mathrm{d}E_q}{\mathrm{d}t} = \frac{E_q}{H}\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} \tag{32}$$

(E_q ist die der Impulskomponente senkrecht zum Magnetfeld entsprechende kinetische Teilchenenergie), während die Teilchenenergie E_p in Richtung der Kraftlinien unbeeinflußt bleibt. Dadurch wird die im thermischen Gleichgewicht vorhandene Gleichverteilung $E_q = 2\,E_p$ der kinetischen Energie auf die drei Freiheitsgrade der Translationsenergie gestört. Da jedoch dauernd Stoßprozesse zwischen den Teilchen eintreten, die das thermische Gleichgewicht wieder herzustellen versuchen, wird die Überschußenergie der beiden Freiheitsgrade senkrecht zum Magnetfeld in den dritten Freiheitsgrad abgegeben, und zwar nach der Formel

$$\frac{\mathrm{d}E_p}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\tau_s}\cdot(E_q - 2\,E_p), \tag{33}$$

wobei τ_s die Stoßrelaxationszeit ist. Die Durchrechnung ergibt, daß bei einer periodischen Änderung des Magnetfeldes in der Form $H = H_0\,(1 + A\cos\omega\,t)$ die mittlere Gesamtenergie des Plasmas mit der Zeit exponentiell anwächst, wobei sich für die Zeitkonstante

$$\tau_R = \frac{3}{A^2}\cdot\frac{\omega^2\,\tau_s{}^2 + 9}{\omega^2\,\tau_s}$$

ergibt, falls $\omega \ll$ Zyklotronfrequenz ist. τ_R kann nicht wesentlich kleiner als etwa $3\,\tau_s/A^2$ gemacht werden, ein Wert, der bereits erreicht wird, wenn man ω etwa gleich $10/\tau_s$ macht. Für ein Deuterium-Plasma mit einer Teilchendichte von 10^{15} cm^{-3} ergibt sich bei einer Variation des Magnetfeldes im Verhältnis 1 : 10 und einer Frequenz von 100 kHz bei 10^6 °K $\tau_R = 0{,}07$ ms, bei 10^7 °K $\tau_R = 0{,}2$ ms, bei 10^8 °K $\tau_R = 50$ ms und bei 10^9 °K $\tau_R = 0{,}15$ s. Der Gyro-Relaxationsprozeß ist also im unteren Temperaturbereich besonders effektiv.

[1]) Körper, K., Z. Naturforsch. **12a** (1957), 815.
[2]) Fainberg, I. B., CERN-Symp. on High Energy Accel., Genf 1956.
[3]) Schlüter, A., Z. Naturforsch. **12a** (1957), 822.

4.4 Fusionsexperimente

Die meisten der bis jetzt in Einzelheiten bekanntgewordenen thermonuklearen Experimente sind mit Apparaturen durchgeführt worden, welche die kurzzeitige Erzeugung einer Plasmasäule ermöglichen, welche im wesentlichen durch den Schnür-Effekt axialer Plasmaströme begrenzt ist. Von diesen Apparaturen gibt es zwei Typen, die entweder zylindrische oder torische Plasmasäulen erzeugen.

Die zur Erzeugung zylindrischer eingeschnürter Säulen benutzten Anordnungen sind im Prinzip sehr einfach[1]). Als Entladungsgefäß dient ein zylindrisches Rohr z. B. aus Porzellan, Quarz oder Metall, das an beiden Enden flache Elektroden aus Kupfer oder Aluminium besitzt. Die Länge der meistbenutzten Entladungsröhren liegt zwischen 10 cm und etwa 1 m, während der Durchmesser im allgemeinen 10 bis 40 cm beträgt. Das Plasma wird durch die Entladung einer Kondensatorbatterie erzeugt, wobei die Auslösung durch mechanische Schalter, ein Ignitron oder eine Funkenstrecke erfolgt.

Zur Erzeugung des Schnür-Effekts müssen die Kondensatoren in der Lage sein, eine Energie von wenigstens 10^4 Ws bei einer Spannung von einigen 10 kV zu speichern. Die leistungsfähigsten Anlagen erreichen bis $5 \cdot 10^5$ Ws und Spannungen bis zu 100 kV. Bei den üblicherweise eingestellten Anfangsdrucken zwischen 10^{-4} Torr bis zu einigen Torr werden Maximalstromstärken im Plasma von einigen 100 kA bis über 1 MA erreicht.

Das Prinzip einer Apparatur zur Erzeugung torischer Plasmasäulen ist in Fig. **891**.1 dargestellt. Auch hier wird als Energiequelle eine Kondensatorbatterie benutzt, deren Leistungsfähigkeit in der gleichen Größenordnung liegen muß wie bei den zylindrischen Apparaten. Die Kondensatorbatterie wird über die Primärwicklung eines Impulstransformators entladen und induziert in dem torischen Entladungsrohr ein elektrisches Wirbelfeld, welches die kreisförmige Plasmasäule erzeugt. Unter vergleichbaren Entladungsbedingungen unterscheidet sich das Verhalten zylindrischer und torischer Entladungen nicht wesentlich.

Die größte und in ihrer Ausführung fortgeschrittenste Anlage dieser Art ist das in Harwell stehende Gerät „ZETA" (Zero Energy Thermonuclear Assembly)[2]), von dem Fig. **897**.1 eine Ansicht zeigt. Diese Maschine hat einen Entladungstorus von 1 m lichter Weite und 3 m Durchmesser. Die zur Auslösung der Pinch-Entladung dienende Kondensatorbatterie leistet zur Zeit rund $5 \cdot 10^5$ Ws und erzeugt im Entladungstorus bei einem Anfangsdruck von 10^{-4} Torr ($N_v = 10^{13}\,\text{cm}^{-3}$) Entladungsstromstärken bis zu 200 kA.

Dabei wird etwa die Hälfte der gespeicherten Energie dem Plasma wirklich zugeführt, während der Rest in Drosseleinrichtungen und in den Zuleitungen verlorengeht. Der Entladungstorus besteht aus einem Aluminiumhohlring, der in mehrere, voneinander isolierte Segmente unterteilt ist, um einen Kurzschluß der ringförmigen Beschleunigungsspannung zu vermeiden. Innerhalb dieses äußeren Rohres befindet sich ein zweites, bestehend aus einem dünnwandigen Wellrohr aus korrosionsbeständigem Stahl,

---

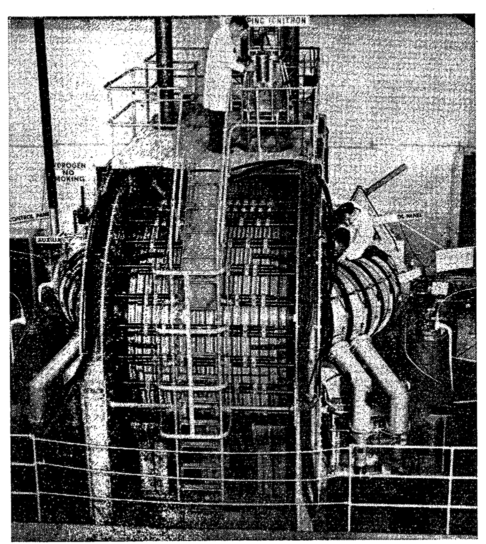
[1]) Kurchatow, I. V., J. Nucl. Energy II, **4** (1957), 193. — Artsimowich, L. A., et. al., J. Nucl. Energy II, **4** (1957), 203, 213. — Bezbatschenko, A. L. et. al., J. Nucl. Energy II, **5** (1957), 71. — Allen, K. W., Bodin, H. A. B., Curran, S. C., Fitch, R. A., Proc. 3rd Int. Conf. on Ioniz. Phenom. in Gases, Venedig (1957). — Anderson, O. A., Baker, W. R., Colgate, S. A., Ise, I., Pyle, R. V., Proc. 3rd Int. Conf. on Ioniz. Phenom. in Gases, Venedig (1957). — Burkhardt, L. C., Lovberg, R. H., Phillips, J. A., Nature **181** (1958), 224. — Hagerman, D. C., Mather, J. W., Nature **181** (1958), 226. — Burkhardt, L. C., Lovberg, R. H., Nature **181** (1958), 228.

[2]) Thonemann, P. C., Butt, E. P., Carruthers, R., Dellis, A. N., Fry, D. W., Gibson, A., Harding, G. N., Lees, D. J., McWhirter, R. W. P., Pease, R. S., Ramsden, S. A., Ward, S., Nature **181** (1958), 217; Electronic Engineering **30** (1958), 107.

welches das Aluminiumrohr gegen Bogenentladungen zwischen dem Plasma und der Wand schützt. Der elektrische Widerstand dieses Stahlrohrs ist hinreichend hoch, so daß es nicht unterteilt zu sein braucht.

Weitere torische Apparate sind z. B. die Maschinen „SCEPTRE III"[1] in Aldermaston (England), „Perhapsatron S-3"[2] in Los Alamos und drei Vorläufer des ZETA-Geräts in Harwell, die mit „Mark 1" bis „Mark 3" bezeichnet werden.

Alle diese Maschinen sind wesentlich kleiner als das ZETA-Gerät. „SCEPTRE III" hat etwa im Verhältnis 1 : 3 kleinere Abmessungen, „Perhapsatron S-3" hat einen Entladungstorus aus Quarz von nur 5,3 cm lichter Weite und 34,2 cm Durchmesser.



897.1 „ZETA", die größte zur Zeit in Betrieb befindliche Apparatur zur Erzeugung torischer Schnür-Plasmasäulen. Das horizontale torische Entladungsgefäß ist zum Teil durch das Joch des Impulstransformators verdeckt. Rechts und links im Vordergrund die Vakuumpumpen

Da die Lebensdauer der Schnürsäule ohne zusätzliche Stabilisierungsmaßnahmen sehr kurz ist und im allgemeinen nur wenige Mikrosekunden beträgt, bis sich das Plasma infolge der Ausbildung von Instabilitäten auflöst, werden fast durchweg zwei Methoden zur Stabilisierung herangezogen: Die Anwendung eines axialen, durch äußere Spulen erzeugten Magnetfeldes und die Verwendung metallischer Wände oder Umhüllungen hoher elektrischer Leitfähigkeit für das Entladungsgefäß.

Das axiale Stabilisierungsfeld wird durch zylindrische Magnetspulen um das Entladungsrohr erzeugt. Beim „ZETA-Gerät" ist diese Magnetwicklung in Form von kurzen Einzelspulen ausgeführt, deren gegenseitiger Abstand auf dem Entladungsrohr etwa 20 cm beträgt und die in Fig. **897.1** gut zu erkennen sind. Bei ZETA werden diese Spulen durch eine Gleichspannungsquelle erregt und erzeugen ein axiales Magnetfeld bis zu einigen hundert Gauß.

Grundsätzlich kann die Erregung aber auch durch eine zweite Kondensatorbatterie erfolgen, wie es in Fig. **891.2** dargestellt ist. Dies hat den Vorteil, daß eine Kühlung der Spulen auch bei der Erzeugung hoher axialer Feldstärken im allgemeinen nicht erforderlich ist. Dabei muß die Periode des aus Magnetspule und Kondensatorbatterie gebildeten Schwingungskreises groß gegen die Entladungsdauer gewählt werden.
Durch die Verwendung von metallischen Entladungsgefäßen mit hoher elektrischer Leitfähigkeit werden vor allem makroskopische Bewegungen des Plasmas relativ zu

[1] Allen, N. L., Allibone, T. E., Chick, D. R., Hemmings, R. F., Hughes, T. P., Kaufman, S., Liley, B. S., Mack, J. G., Miles, H. T., Payne, R. M., Read, J. E., Ware, A. A., Wesson, J. A., Williams, R. V., Nature **181** (1958), 222.
[2] Honsaker, J., Karr, H., Osher, J., Phillips, A., Tuck, L., Nature **181** (1958), 231.

den Gefäßwänden unterdrückt. Beim „ZETA-Gerät", dessen Aluminiumtorus eine Dicke von 2,5 cm hat, liegt die Diffusionszeit des Plasmas gegen die Entladungswand infolge ihrer endlichen elektrischen Leitfähigkeit bei rund einer viertel Sekunde und ist zur Zeit noch groß gegen die Dauer der gesamten Entladung.

Zur Erörterung der Experimente mit Schnürsäulen ist es zweckmäßig, zwei Entladungstypen zu unterscheiden, bei denen die physikalischen Vorgänge wesentlich verschieden sind, nämlich Schnürentladungen mit

1. schneller Plasmakontraktion mit radialen Teilchengeschwindigkeiten von 10^7 bis 10^8 cm/s und

2. solche mit langsamer Plasmakontraktion mit radialen Teilchengeschwindigkeiten von 10^5 cm/s und weniger.

Die meisten der linearen und ein Teil der torischen Anordnungen mit Schnürsäulen, wie z. B. „Perhapsatron S-3", sind Apparate zur Erzeugung eines Plasmas mit schneller Einschnürung. Die Kondensatorbatterie und ihre Zuleitungen müssen in diesem Falle möglichst induktionsarm aufgebaut werden, so daß die Stromanstiegszeit sehr kurz wird. Die Induktivität von Kondensatorbatterien mit einigen 100 μF Kapazität kann bei geschicktem Aufbau auf 0,03 bis 0,08 μH reduziert werden, wobei man im Plasma Stromanstiegszeiten von nur wenigen Mikrosekunden erhält[1]).

Mit dem Einsetzen der Entladung bildet sich zunächst wegen des Skin-Effekts unmittelbar an der Wand des Entladungsrohres eine verhältnismäßig dünne stromführende Plasmaschicht aus. Da der rasch ansteigende magnetische Druck den kinetischen Druck des eingeschlossenen Gases nach kurzer Zeit überwiegt, löst sich die Schicht von der Wand ab und zieht sich radial zusammen. Die radiale Kontraktionsgeschwindigkeit erreicht dabei erhebliche Werte und liegt z. B. bei einem Anfangsdruck von 10^{-2} Torr in der Größenordnung von 10^7 cm/s. Der Kontraktionsvorgang kommt nach wenigen Mikrosekunden zum Stillstand, wenn das Gleichgewicht zwischen kinetischem Druck des Plasmas und dem Druck des magnetischen Feldes erreicht wird. Anschließend beobachtet man im allgemeinen zwei bis drei radiale Pulsationen der Plasmasäule, bevor sie sich nach einer Lebensdauer von meist weniger als 10 μs durch Plasmainstabilitäten auflöst. Bei Fehlen eines axialen magnetischen Stabilisierungsfeldes kann man ein Kontraktionsverhältnis bis zu etwa 1 : 10 erreichen. In diesem Falle besitzt die radiale Verteilung der Stromstärke im Augenblick der maximalen Kontraktion ein hohes Maximum in der Achse und fällt nach außen steil ab.

898.1 Einfluß der Plasmakontraktion auf ein axiales Magnetfeld. H_z^0 Feldstärke vor der Kontraktion, H_z Feldstärke während der Kontraktion

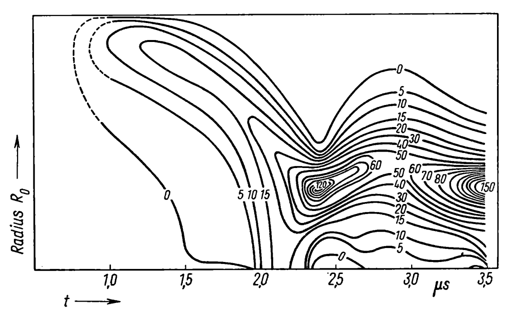
Bei Anwendung eines durch äußere Spulen erzeugten axialen Magnetfeldes wird das Einsetzen der Instabilitäten der Schnürsäule etwas verzögert, allerdings auch die Kontraktionsgeschwindigkeit der Plasmasäule herabgesetzt[2]). Infolge des Haftens der magnetischen Kraftlinien im Plasma wird das axiale Magnetfeld bei der Kontraktion mitgenommen und sozusagen das Bündel der axialen Kraftlinien zusammengepreßt. Dies bedeutet, daß das axiale Magnetfeld im Plasma stark ansteigt und außerhalb erniedrigt wird, wie es in Fig. **898.1** schematisch dargestellt ist. Da der magnetische Druck des eingefrorenen axialen Magnetfeldes nach außen gerichtet ist, kommt die radiale Kontraktion der stromführenden Plasmaschicht

[1]) Berglund, S., Nilsson, R., Ohlin, P., Siegbahn, K., Nucl. Instr. **1a** (1957), 233.
[2]) Bezbatschenko, A. L., Golowin, Iwanow, D. P., Kirillow, V. D., Jawlinski, J. Nucl. Energy II, **5** (1957), 71.

bereits vor Erreichen der Achse zum Stillstand, wenn die Druck-Gleichgewichtsbedingung

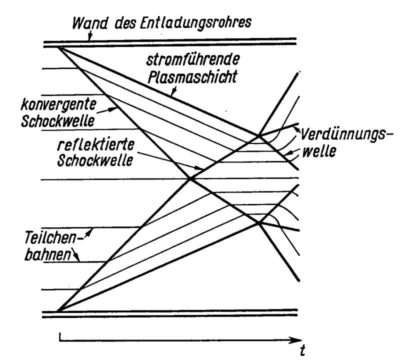
$$N_v k T + \frac{\mu_0}{2} H_z^2 = \frac{\mu_0}{2} H_\vartheta^2 \tag{35}$$

erfüllt ist. (H_z axiales Stabilisierungsmagnetfeld, H_ϑ azimutales Schnür-Magnetfeld.) Fig. **899.1** zeigt als Beispiel die zeitliche Änderung der axialen Stromdichte bei einer schnellen zylindrischen Schnürentladung, die durch ein axiales Magnetfeld von 1000 G stabilisiert ist. In dem dargestellten Fall kontrahiert sich die stromführende Plasmaschicht nur auf etwa $^1/_3$ der Weite R_0 der Entladungsröhre, wobei die axiale Stromdichte in der Achse gering bleibt. Nach der zweiten Kontraktion bei 3,5 µs erfolgt die Auflösung der Plasmasäule durch Instabilitäten.



899.1 Axiale Stromdichte als Funktion der Zeit in einer zylindrischen Deuterium-Plasmasäule. Entladungsrohr 30 cm lang, 6,8 cm Durchmesser; Kondensatorbatterie 75 µF bei 10 kV, 0,12 µH. Anfangsbedingungen: Druck 0,7 Torr, axiales Magnetfeld 1000 G. — Nach Burkhardt, L. C., Lovberg, R. H., Philipps, J. A., Nature **181** (1958), 224.

Wegen der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas ist die Kontraktion des axialen Magnetfeldes nicht vollständig. Durch die Diffusion des Magnetfeldes quer zum Plasma wird die axiale magnetische Feldstärke außerhalb der Plasmasäule nicht gleich Null, sondern während der Kontraktion nur mehr oder weniger stark erniedrigt. Die bei den Experimenten mit Schnürsäulen mit hoher Kontraktionsgeschwindigkeit auftretenden radialen Pulsationen können durch Trägheitseffekte der Plasmateilchen (Leontowich und Osowets[1]) und durch die Ausbildung von Stoßwellen im Plasma (J. E. Allen[2])) erklärt werden.



899.2 Weg-Zeit-Diagramm des Kontraktionsvorgangs in einer Schnür-Plasmasäule nach Allen, J. E., Proc. Phys. Soc. **B 70** (1957), 24

Es ist möglich, daß die auf hohe radiale Geschwindigkeiten beschleunigten Ionen nach Erreichen der Plasmaachse infolge ihrer Trägheit über diese hinausschießen und das Plasma wieder zur Expansion bringen. Da die Teilchen nunmehr gegen den magnetischen Druck des Schnür-Magnetfeldes anlaufen, werden sie abgebremst und von neuem radial nach innen beschleunigt. Allen hingegen hat auf die mögliche Rolle von radial konvergierenden Stoßwellen in der Plasmasäule hingewiesen. Von der sich mit hoher Geschwindigkeit kontrahierenden stromführenden Plasmaschicht löst sich im Innern des Plasmas eine zylindrische mit Überschallgeschwindigkeit einwärtslaufende Stoßwelle ab, die nach Erreichen der Achse reflektiert wird und als divergente Welle wieder nach außen läuft, wie es in dem Weg-Zeit-Diagramm der Fig. **899.2** schema-

[1]) Leontowich, M. A., Osowets, S. M., J. Nucl. Energy II, **4** (1957), 209.
[2]) Allen, J. E., Proc. Phys. Soc. **B 70** (1957), 24.

tisch dargestellt ist. Dieser Mechanismus setzt voraus, daß die radiale Geschwindigkeit der Kontraktion in die Größenordnung der Schallgeschwindigkeit kommt, die in einem Deuteriumplasma z. B. bei einer Temperatur von 10^4 °K rund 10^6 cm/s beträgt. Die Ausbildung einer regelrechten Stoßfront setzt allerdings voraus, daß die mittlere stoßfreie Weglänge der Teilchen klein gegen den Durchmesser der Plasmasäule bleibt, was z. B. bei einer Teilchendichte von 10^{14} Teilchen/cm³ (10^{-3} Torr) bis zu einer Temperatur von einigen 10^4 °K erfüllt ist. Tatsächlich werden bei den schnellen torischen Schnürentladungen Endtemperaturen in der Größenordnung von 10^6 °K gemessen, bei denen die stoßfreie Weglänge, die näherungsweise mit dem Quadrat der Temperatur ansteigt, wesentlich größer als die Plasmadimensionen und meist auch groß gegen den Bahnradius der Teilchen um die axialen magnetischen Kraftlinien ist. Dies würde bedeuten, daß definierte Stoßwellen in üblichem Sinne nur zu Beginn der Entladung existieren.

Insbesondere bei den schnellen Schnürentladungen ist es nicht zulässig, aus den gemessenen Temperaturen Rückschlüsse auf den Ionisationsgrad unter Zuhilfenahme der Saha-Gleichung zu ziehen, welche thermisches Gleichgewicht voraussetzt. Bei diesen Entladungen ist nämlich die Relaxationszeit für den Energieaustausch zwischen den Plasmateilchen nicht hinreichend klein gegen die Zeitskala des Entladungsablaufs, so daß sich thermisches Gleichgewicht nicht einstellen kann. Messungen ergeben, daß der Ionisationsgrad bei den schnellen Schnürentladungen klein bleibt und im allgemeinen 10 bis 15 % nicht übersteigt, während auf Grund der Saha-Gleichung vollständige Ionisation zu erwarten wäre.

Wesentlich anders liegen die Verhältnisse bei den Entladungen im ZETA-Gerät, die zu den langsamen Schnürentladungen gerechnet werden müssen. Bei ZETA ist die Induktivität der Energiequelle durch Drosseln auf 500 μH heraufgesetzt, so daß sich Stromanstiegszeiten in der Gegend von 1 ms ergeben. Dementsprechend ist die Kontraktionsgeschwindigkeit verhältnismäßig gering, und die radialen Teilchengeschwindigkeiten sind bei den angewandten Anfangsdrucken von 10^{-4} Torr nicht höher als etwa 10^5 cm/s. Die Trägheitseffekte der Plasmateilchen sind also rund 100 mal kleiner als bei den schnellen Entladungen und dürften keine wesentliche Rolle spielen. Auch die Ausbildung einer radial konvergierenden Stoßwelle, die an der Achse reflektiert wird, ist nicht sehr wahrscheinlich. Im ZETA-Gerät wird eine Schnürentladung über die bemerkenswert lange Zeit von 1 bis 2 ms aufrechterhalten, das ist rund 100 mal länger als bei den meisten schnellen Entladungen. Erreicht wird dies einerseits durch die große Zeitkonstante der Entladung in Verbindung mit der sehr effektiven Stabilisierung durch das axiale Magnetfeld und die metallischen Gefäßwände, andererseits aber auch dadurch, daß die Primärwicklung des Impulstransformators nach der ersten Halbperiode der Kondensatorentladung im Augenblick des Strom-Nulldurchgangs durch ein Ignitron („Clamping-ignitron"), s. Fig. **897.1**) kurzgeschlossen wird. Dadurch wird verhindert, daß dem Plasma durch Stromrückfluß in die Kondensatorbatterie Energie entzogen wird und erreicht, daß die Plasmaströme im wesentlichen nur durch interne Joulesche Verluste abklingen. Nach Ablösen der Plasmasäule von der Wand des Entladungsgefäßes infolge der Einschnürung bildet sich im allgemeinen sofort eine Art Korkzieher-Instabilität aus, die jedoch wegen der Stabilisierungsvorkehrungen eine endliche Amplitude behält und zu einer heftigen Schlängelbewegung des Plasmas um die Achse führt. Die Temperatur erreicht dabei hohe Werte im Bereich von 10^6 °K. Die Aufheizrate kann nicht durch die adiabatische Kompression und Joulesche Aufheizung erklärt werden, so daß vermutet wird, daß die erwähnte Plasmaturbulenz Stoßwellen erzeugt, die für einen wesentlichen Teil der Aufheizung verantwortlich sind. Im Gegensatz zu den schnellen Entladungen wird bei den langsamen Schnürentladungen vollständige Ionisation des Deuteriums erreicht.

Die Aufheizung des Plasmas ist dabei so effektiv, daß bei Verwendung von reinem Deuterium, bei dem die Energieabstrahlung in vollständig ionisiertem Zustand gering

ist, der Druck im Plasma so stark ansteigt, daß der magnetische Druck der Plasmaströme nach kurzer Zeit nicht mehr ausreicht. Das Plasma expandiert langsam, erreicht schließlich die Gefäßwände und wird dort abgekühlt, um sich dann erneut zusammenzuziehen. Da bei derartigen Wandkontakten gefährliche Spannungsüberhöhungen in der Apparatur auftreten, ist man gezwungen, durch Zusatz von Fremdgasen höherer Kernladungszahl die Energieabstrahlung des Plasmas künstlich zu erhöhen.

Die bei den Versuchen mit Schnürentladungen angegebenen Ionen-Temperaturen wurden aus der Doppler-Verbreiterung von Spektrallinien von Fremdgasen höherer Kernladungszahl bestimmt, die bei diesen Temperaturen noch nicht vollständig ionisiert sind. Dabei kann allerdings eine Fehlerquelle, die die Temperaturbestimmung etwas unsicher macht, nicht vollständig eliminiert werden, nämlich eine Dopplerverbreiterung durch nichtthermische Teilchengeschwindigkeiten, die durch Plasmaoszillationen und durch allgemeine Plasmaturbulenz hervorgerufen werden können. Lediglich den Effekt makroskopischer Plasmabewegungen, wie sie bei den langsamen Schnürentladungen erwähnt wurden, kann man durch spektroskopische Messungen in axialer und radialer Richtung ermitteln. Die bei den torischen Schnürentladungen gemessenen Temperaturen von 2 bis $5 \cdot 10^6$ °K dürften mit einer Unsicherheit von rund einem Faktor 2 behaftet sein, so daß immerhin die Größenordnung von 10^6 °K als gesichert betrachtet werden kann.

Bei sämtlichen Versuchen mit hinreichend großer Stromstärke wird regelmäßig die Emission von Neutronen beobachtet, die durch die DD-Fusionen entstanden sind. Die Neutronenzahl pro Entladung steigt mit der erreichten Maximal-Stromstärke an und beträgt z. B. bei 150 kA rund 10^5, bei 200 kA rund 10^6 und bei 500 kA rund 10^8 Neutronen[1]).

Die anfängliche Vermutung, daß es sich dabei um Neutronen thermonuklearen Ursprungs handele, hat sich jedoch nicht bestätigt[2]). Bei thermonuklearen DD-Fusionsprozessen, bei denen im Mittel der Schwerpunkt der beiden Reaktionspartner in Ruhe ist, muß die Neutronenenergie richtungsisotrop sein und einen mittleren Wert von 2,44 M*e*V haben. Mißt man hingegen die Energie bei den Schnürentladungen in Richtung der Plasmaachse, so ergibt sich bei Umkehrung der Stromrichtung eine Verschiebung der mittleren Neutronenenergie, die symmetrisch zum Wert von 2,44 M*e*V liegt. Die Größe der gemessenen Energieverschiebung entspricht der DD-Fusion eines Deuterons, welches in Richtung der Plasmaachse auf eine Energie von 17 bis 20 k*e*V beschleunigt wurde und mit einem zweiten Deuteron in Ruhe zusammenstößt. Beim ZETA-Gerät beträgt der Anteil der so beschleunigten Deuteronen etwa 10^{-6}.

Der Mechanismus dieser Linearbeschleunigung ist bisher noch nicht in befriedigender Weise geklärt, so daß wir auf die verschiedenen Deutungsversuche[2]) [3]) [4]) hier nicht näher eingehen. Bemerkenswert ist, daß die Beschleunigungsenergie von rund 20 k*e*V offenbar verhältnismäßig unabhängig von den Versuchsbedingungen ist. Sie stimmt bei den schnellen zylindrischen Schnürentladungen (Hagermann und Mather[3])) und bei den langsamen Schnürentladungen im ZETA-Gerät (Rose et al.,[4])) praktisch überein. Nach dem augenblicklichen Stand der Meßtechnik kann das Vorhandensein eines Anteils thermonuklearer Neutronen nicht nachgewiesen werden. Es ist sicher, daß dieser Anteil nicht mehr als einige Prozent der Gesamtausbeute beträgt. Die zeitweilig vertretene Ansicht, daß die Neutronenausbeute mit der gemessenen Temperatur konsistent sei, wenn man ausschließlich thermonuklearen Ursprung voraussetzt, ist jedenfalls nicht zutreffend. Da im Bereich von 1 bis 10^6 °K die theoretische thermo-

---

[1]) Es handelt sich um grobe Richtwerte.

[2]) Artsimovich, L. A., Andrianov, A. M., Dobrokhotov, E. I., Lukyanov, S. Yu., Podgornyi, I. M., Sinitsyn, V. I., Filippov, N. V., J. Nucl. Energy II, **4** (1957), 213.

[3]) Hagermann, D. C., Mather, J. W., Nature **181** (1958), 226.

[4]) Rose, B., Taylor, A. E., Wood, E., Nature **181** (1958), 1630.

nukleare Neutronenausbeute mit T^8 ansteigt, kann man aus den verhältnismäßig ungenauen Temperaturbestimmungen keine sicheren Rückschlüsse auf den Ursprung der Neutronen ziehen.

Die kurze Übersicht, die wir über das bisher Erreichte gegeben haben, zeigt, wie weit man noch von einem Energie liefernden Fusionsreaktor entfernt ist. Bei den leistungsfähigsten Apparaturen, die bis jetzt bekanntgeworden sind, fehlt noch rund ein Faktor 50 in der Temperatur und in der Teilchendichte und sogar ein Faktor 1000 in bezug auf die Lebensdauer des thermonuklearen Plasmas. Bei der größten Maschine, dem ZETA-Gerät, hofft man, in der Temperatur zumindest noch einen Faktor 10 weiterzukommen. Es ist aber zu befürchten, daß dann die Leistungsfähigkeit der einfachen Apparaturen mit Schnürentladungen erschöpft ist und weitere Fortschritte neue Konzeptionen und neue Ideen erfordern.

5 Wirtschaftliche und rechtliche Probleme[1])

5.1 Erzeugungskosten des Atomstroms*)

5.11 Vorbemerkung

Energiebedarf und Energieversorgung sind ein vielschichtiger Komplex. Der nachstehende Abschnitt beschäftigt sich nur mit dem Zentralproblem, den Erzeugungskosten des Atomstroms. Die Ansichten hierüber sind geteilt.

Will man sich selbst ein Urteil bilden, so stößt man auf große Hindernisse. Sie liegen teils im kommerziellen Wettbewerb zwischen den USA und Großbritannien auf dem Atomgebiet, teils in der Geheimhaltungspolitik der amerikanischen Atomkommission, ferner in offenen und versteckten Subventionen und schließlich auch in der unvollkommenen Kenntnis wichtiger technischer Faktoren. Die Unsicherheit zeigt sich schon darin, daß in Angeboten oft mehrere Preise genannt werden, geschätzte und garantierte, wobei die letzteren erheblich höher liegen als die ersteren, oder daß erklärt wird, daß heutzutage „niemand in der Lage sei, eine Garantie abzugeben". Schließlich führt auch die unterschiedliche Kapital- und Geldsituation der verschiedenen Länder zu einer abweichenden Beurteilung.

So kommt es, daß die Angaben über die Gestehungskosten der Kilowattstunde weit auseinandergehen. Aber schon eine Verteuerung der Erzeugung um nur $1/2$ Dpf/kWh würde allein beim Rheinisch-Westfälischen Elektrizitätswerk bei einem Aktienkapital von 450 Millionen DM mehr als 100 Millionen DM im Jahr ausmachen.

Die nachstehenden Betrachtungen machen den Versuch, die Kostenverhältnisse zu klären, soweit dies zu einem Zeitpunkt möglich ist, in welchem praktische Erfahrungen noch völlig fehlen. Ist doch noch kein einziges Atomkraftwerk in Betrieb, das Strom auf rein kommerzieller Basis erzeugt. Zunächst werden die Kostenfaktoren ausführlich behandelt, wobei in erster Linie an deutsche Verhältnisse gedacht ist. Daraufhin werden zwei Typen von Atomkraftwerken besprochen, die beim derzeitigen Stand der Technik für größere Anlagen in Frage kommen. Die bekanntgegebenen Energiekosten werden analysiert, ihre Voraussetzungen ermittelt und deren Berechtigung untersucht. Die Veröffentlichungen sind also nicht die Quelle der folgenden Darlegungen, sondern ihr Objekt.

Es wird nur die augenblickliche Kostenlage untersucht oder die der allernächsten Zukunft. Voraussagen über die künftige Kostenentwicklung werden nicht gemacht. Daß der Kohlenstrom teurer und der Atomstrom billiger wird, ist wohl das einzige, was mit einiger Sicherheit gesagt werden kann. Wann sich aber die beiden Preiskurven schneiden werden oder gar wie hoch die Kosten des Atomstroms im Jahre 1990 sein werden, was Sir Christopher Hinton[2]) abzuschätzen versucht hat, das läßt sich nicht extrapolieren, da dies zum mindesten Stetigkeit der technischen und politischen Entwicklung zur Voraussetzung hat. In unserem Falle ist aber nicht einmal die derzeitige Kostenlage einigermaßen sicher.

5.12 Verwendete Bezeichnungen

A Arbeit
A_B Abbrand
C_1 $= 100\,000$ DM/kg
c Konzentration
G Masse des U^{235}-Gehalts eines Brennsatzes

---

*) Verfaßt von O. Löbl, Essen.

[1]) Wirtschaftliche Betrachtungen finden sich auch in den Abschn. 2.3, 3.42 und 3.7.

[2]) Hinton, Chr.: The Future of Nuclear Power, Vortrag in Stockholm am 15. März 1957.

$\bar{G}$ Gesamtmasse des Uran-Isotopengemisches eines Brennsatzes
H Kosten
h Kosten je Masseneinheit U^{235}.
$\bar{h}$ Kosten je Masseneinheit des U-Isotopengemisches
K Kosten je Leistungseinheit = Spezifische Anlagekosten
k Kosten je Energieeinheit
K Umwandlungsverhältnis von U^{238} in Pu^{239}
Δk Gutschrift
$\mathcal{N}$ Leistung
p $= h/C_1$ Preisfaktor
Q im Reaktor erzeugte Wärmemenge während eines Brennzyklus (Brennstoffeinsatzdauer t_B)
$\mathcal{E}_{1,\mathrm{sp}}$ = 22 GWh/kg U^{235} Energie bei vollständiger Spaltung von 1 kg U^{235}
s_{25} Spaltfaktor des U^{235}
s_{49} Spaltfaktor des Pu^{239}
s $= s_{25}(1 + s_{49}\,\mathsf{K})$ resultierender Spaltfaktor, kurz Spaltfaktor genannt
T jährliche Benutzungsdauer (in Stunden je Jahr)
T_0 = 8760 h/a = Zahl der Stunden je Jahr
T_v Vollastdauer eines Brennsatzes (Vollaststundenzahl)
t_B Brennstoffeinsatzdauer = Verweilzeit im Reaktor
Δt_B notwendige Zeit außerhalb des Reaktors
W Wärmeausbeute (Wärmeleistung je Masseneinheit Uran)
z_1 Kapitaldienst (Zinsen, Abschreibung, Versicherung, Steuer, Gemeinkosten)
z_2 Zinsfuß für den Brennsatz
z_3 Betriebskosten in Prozenten des Anlagekapitals
α $= T/T_0$ Ausnutzungsfaktor
η Gesamtwirkungsgrad, gerechnet vom Reaktor bis zum Kraftwerksausgang
t_{ges} $= t_B + \Delta t_B$ Umlaufzeit eines Brennsatzes
χ $= C_1/\mathcal{E}_{1,\mathrm{sp}} = 0{,}455$ Dpf/kWh

Indizes:

B Brennstoff (K_B = Bruttobrennstoffkosten $= K_U + K_f + K_{tr}$)
f Fabrikation
tr Transport
U Uran
v Vergütung für Plutonium
w Wiederaufbereitung

Die ausländischen Währungen sind sämtlich nach folgendem Kurs umgerechnet:

1 USA-Dollar = 4,20 DM; also 1 mill = 0,42 Dpf.
1 engl. Pfund Sterling = 12,— DM; also 1 Penny = 5 Dpf.

5.13 Die Kostenanteile der Stromerzeugung

Unter „Stromerzeugungskosten" sind nur die innerhalb des Kraftwerks anfallenden Kosten zu verstehen, die Fortleitungskosten und die Verteilungskosten bis zum letzten Abnehmer sind also nicht inbegriffen.

Die auf die Energieeinheit bezogenen Stromerzeugungskosten eines Atomkraftwerks k setzen sich aus drei Hauptanteilen zusammen, aus den festen Kosten k_{fest}, den Bruttobrennstoffkosten k_B und der Gutschrift Δk, es ist also

$$k = k_{\mathrm{fest}} + k_B + \Delta k. \quad (1)$$

Bruttobrennstoffkosten und Gutschrift ergeben die Nettobrennstoffkosten.

Die festen Kosten bestehen ihrerseits aus drei Anteilen

$$k_{\mathrm{fest}} = k_1 + k_2 + k_3. \quad (2)$$

Darin bedeuten k_1 die Kapitalkosten der Anlage, k_2 den Zinsverlust während der Um-

laufzeit der Brennelemente und k_3 die Betriebskosten. Die in Gl. (1) an zweiter Stelle genannten Bruttobrennstoffkosten resultieren ebenfalls aus drei Anteilen

$$k_B = k_U + k_f + k_{tr}. \tag{3}$$

Hierin sind k_U die Urankosten der Brennelemente, k_f die Fabrikationskosten der Brennelemente und k_{tr} die Transportkosten der Brennelemente während des ganzen Umlaufs einschließlich Versicherung und Verzollung.

Schließlich wird auch die Gutschrift Δk für den Restwert der verbrauchten Brennelemente aus drei Posten gebildet:

$$\Delta k = \Delta k_U + \Delta k_v + k_w. \tag{4}$$

Die drei Summanden stellen dar: Δk_U den Restwert des Urans, Δk_v die Vergütung für das Plutonium 239, k_w die Kosten für die Wiederaufbereitung. Δk_U und Δk_v sind negativ oder Null, k_w ist positiv. Es sind also folgende neun Kostenanteile zu besprechen: k_1, k_2, k_3, k_U, k_f, k_{tr}, Δk_U, Δk_v, k_w, was im folgenden geschehen soll.

5.131 Kapitalkosten k_1

Die spezifischen Anlagekosten, d. h. die Kosten je Einheit der installierten Leistung, seien K, der Kapitaldienst für Zinsen, Abschreibung, Steuern, Versicherung und allgemeine Verwaltung sei z_1 und die jährliche Benutzungsdauer T. Dann sind die Jahreskosten je Leistungseinheit $z_1 K$ und die Kapitalkosten je Energieeinheit

$$k_1 = \frac{z_1 K}{T}. \tag{5}$$

Wir behandeln nunmehr die in Gl. (5) auftretenden drei Kostenfaktoren K, z_1 und T.

Spezifische Anlagekosten K. Bei der Beurteilung von Anlagekosten ist darauf zu achten, welche Kosten inbegriffen sind, insbesondere, ob folgende Größen enthalten sind: Entwicklungskosten, Brennsätze, Gelände und Geländeaufschluß, Transport und Transportversicherung.

Weiter ist klarzustellen, ob es sich bei der Angabe der elektrischen Leistung um die Brutto- oder um die Nettoleistung handelt, d. h. ob der Eigenbedarf des Kraftwerks berücksichtigt, also abgezogen ist. Schließlich ist das unterschiedliche Preisniveau zu berücksichtigen, falls Anlageteile aus verschiedenen Ländern bezogen werden.

In den nachstehenden Kalkulationen sind die Entwicklungskosten nicht in Anrechnung gebracht, da diese berechtigterweise auf spätere Anlagen mit zu verteilen sind. Die Kosten für das Gelände und dessen Aufschluß sowie für den Transport und die Transportversicherung der Anlage[1]) mögen sich, so wollen wir der Einfachheit halber unterstellen, mit dem etwas niedrigeren deutschen Preisniveau der in Deutschland hergestellten Anlageteile gegenseitig aufheben, was allerdings zu günstig gerechnet sein dürfte. Wir wollen also die USA-Preise und die britischen Preise für eine Anlage als Preise für die schlüsselfertige Anlage in Deutschland ansehen.

Hingegen sind die Kosten der Brennsätze in den Anlagekosten nicht einbegriffen. Weiter ist unter der elektrischen Leistung $\mathcal{N}$ stets die installierte Nettoleistung, also am Kraftwerksausgang, gemeint. Ferner wird, um einen Vergleich zu ermöglichen, angenommen, daß keine zusätzliche fremdgefeuerte Überhitzung vorhanden ist.

Infolge der Kostendegression bei zunehmender Leistung müssen bei einem Kostenvergleich gleicher oder verschiedener Reaktorsysteme gleiche Leistungen zugrunde gelegt werden. Zur Umrechnung auf gleiche Leistungen werden wir annehmen, daß

[1]) Transport und Transportversicherung für die Brennelemente sind davon nicht betroffen, sie werden unter den Brennstoffkosten verrechnet.

die spezifischen Anlagekosten mit der dritten Wurzel der Leistung abnehmen, wenn es sich nicht um zu große Leistungsunterschiede handelt. Aus Tab. **926.1** Spalte 2 und 4 findet man dann für die beiden hier besprochenen Typen die spezifischen Kosten einer schlüsselfertigen Anlage angenähert aus der Gleichung

$$K = \frac{1900\ \mathrm{DM/kW}}{\sqrt[3]{\dfrac{\mathcal{N}}{100\ \mathrm{MW}}}}, \tag{6}$$

worin $\mathcal{N}$ die installierte Nettoleistung des Kraftwerks ist. Diese Näherung kann natürlich nur als grober Anhalt dienen. Für $\mathcal{N} = 150$ MW wäre dann abgerundet $K = 1650,-$ DM/kW.

Für Anlagen mit Siedewasser-Reaktoren wird der Zähler in Gl. (6) um 10 bis 15% kleiner sein.

Kapitaldienst z_1. Darunter wollen wir nicht nur die Annuitäten, also Zinsen und Abschreibung, sondern alle kapitalabhängigen Kosten verstehen, also auch die Kosten für Versicherung, Steuern[1]) und für die allgemeine Verwaltung. Wir wollen folgende jährlichen Sätze zugrunde legen:

Zinssatz	7 %/a
Abschreibungsquote	$4^1/_4$ %/a
Steuern	2 %/a
Versicherung	$^1/_2$ %/a
Allgemeine Verwaltung	$^1/_4$ %/a
Kapitaldienst z_1	14 %/a

Für die Abschreibung nehmen wir eine Nutzungsdauer von 14 bis 15 Jahren an, obwohl noch keine Erfahrungen über die wirtschaftliche Lebensdauer von Reaktoren vorliegen und auch mit einem raschen Veralten gerechnet werden muß. Hafstad hat anläßlich eines Besuchs beim RWE eine 10jährige Nutzungsdauer als Maximum angegeben.

Bei ausschließlicher Fremdfinanzierung betragen die Steuern etwa $1^1/_2$ %/a, bei völliger Selbstfinanzierung etwa 7 %/a. Meist wird teils selbst, teils fremd finanziert. Wir haben im folgenden bei überwiegender Fremdfinanzierung 2 %/a Steuern angenommen.

Die Höhe der Versicherungsprämie in Deutschland ist noch ungewiß. Die Commonwealth Edison Co. wird für ihr Atomkraftwerk bei Chicago eine jährliche Prämie von 250000,— Dollar zahlen. Auf die Anlagekosten von etwa 50 Millionen Dollar[2]) bezogen beträgt die Prämie also rd. $^1/_2$ %/a. Dieser Prämiensatz wurde oben übernommen, obwohl Katastrophenfälle nicht inbegriffen sind. Für den Fall einer Explosion eines privaten Atomkraftwerks ist eine Entschädigung durch die USA-Regierung bis zur Höhe von 500 Millionen Dollar zusätzlich zu den privaten Versicherungssummen vorgesehen. Damit will die amerikanische Regierung die private Initiative beim Atomkraftwerksbau ermutigen, da es nicht möglich ist, alle Betriebsrisiken eines Atomkraftwerks durch Privatversicherungen zu decken (s. 5.232).

Die USA und Großbritannien betrachten ihre Reaktoren für Kraftwerke als „inhärent sicher", und in einer Sondernummer der „Financial Times" war zu lesen, daß keine Bedenken bestünden, Atomkraftwerke mitten in London zu errichten. Aber das Risiko R setzt sich aus zwei Faktoren zusammen, der Wahrscheinlichkeit W eines Schadens und der Zahl Z der betroffenen Personen, so daß wir symbolisch schreiben können:

$$R = W \cdot Z. \tag{7}$$

[1]) Die erzeugungsabhängigen Steuern sind hier auf einen Prozentsatz der Anlagekosten umgerechnet, so daß alle Steuern formal als kapitalabhängig erscheinen.

[2]) Die endgültige Summe wird höher liegen.

Wie niedrig man auch W einschätzen mag, W ist keinesfalls gleich Null. Der Faktor Z ist in unserer dichtbesiedelten Bundesrepublik sehr hoch. Ein Risiko ist also stets vorhanden.

Benutzungsdauer *T*. Da die Anlagekosten der Atomkraftwerke sehr hoch sind, liegt es nahe, diese mit möglichst hoher Benutzungsdauer zu fahren. Den Rentabilitätsberechnungen wird daher meist $T = 7000$ h/a zugrunde gelegt. Dieser Wert ist aber zu hoch gegriffen.

Die Benutzungsdauer ist bei einem Verbundbetrieb wie dem RWE, bei dem sich die verschiedenartigsten Belastungskurven der Abnehmer mischen, besonders hoch, Trotzdem war sie (auf die Leistungsspitze bezogen und ohne Einrechnung der Pumpspeicherung) im Jahre 1957 knapp $T' = 5500$ h/a. Würde daher die Stromerzeugung ausschließlich mit Atomkraftwerken erfolgen, so könnte die auf die Leistungsspitze bezogene Benutzungsdauer also höchstens $T' = 5500$ h/a sein.

Solange aber noch konventionelle Kraftwerke vorhanden sind, hat man es in der Hand, die Atomkraftwerke bevorzugt, gewissermaßen mit Priorität einzusetzen. Es ist dann möglich, mit den Atomkraftwerken die Grundlast zu fahren und so eine sehr hohe Benutzungsdauer zu erzielen.

Dann ermäßigen sich allerdings die Erzeugungskosten der Atomkraftwerke. Aber für die Gesamtbilanz aller Kraftwerke muß diese Betriebsweise keineswegs das Optimum bringen. Denn die festen Kosten aller vorhandenen Kraftwerke — der konventionellen und der Atomkraftwerke — sind eine konstante Größe, unabhängig davon, welche Kraftwerke Grundlast fahren. Der Einsatz der Kraftwerke bei Zunahme der Netzbelastung muß daher in der Reihenfolge der Brennstoffkosten je Energieeinheit erfolgen, und zwar muß jeweils das Kraftwerk zugeschaltet werden, das die niedrigsten Brennstoffkosten hat, oder, allgemeiner ausgedrückt, das im gesamten Verbundbetrieb die geringsten Zuwachskosten je Energieeinheit verursacht. Das heißt, es sind sämtliche anderweitigen Auswirkungen in Rechnung zu stellen, beispielsweise eine Verschlechterung des Wirkungsgrades bei anderen Kraftwerken, denen die Spitzenbelastung zugewiesen wird.

Es müssen also zunächst die Wasser- und dann die Braunkohlen-Kraftwerke eingesetzt werden, d. h., diese Werke müssen die Grundlast übernehmen. Denn derzeit ist in der Bundesrepublik auch die Braunkohle ein billigerer Brennstoff als das Uran[1]). Dann erst kämen die Uran-Kraftwerke zum Zuge und zuletzt die Steinkohlen-Kraftwerke bzw. Kraftwerke mit Ölfeuerung. In den USA dürften sogar die Brennstoffkosten bei Steinkohle niedriger sein als die bei Uran. Dann würden die betreffenden Atomkraftwerke in der Reihenfolge des Einsatzes an letzter Stelle rangieren und müßten sich somit mit einer kleinen Benutzungsdauer begnügen. Eine hohe Benutzungsdauer T der Atomkraftwerke liefert also, gesamtwirtschaftlich gesehen, keineswegs immer das Optimum.

Bei diesen Überlegungen haben wir die volle Einsatzfähigkeit der Kraftwerke vorausgesetzt und nur die Reihenfolge des Einsatzes untersucht. Alle Kraftwerke, insbesondere die Atomkraftwerke in den ersten Betriebsjahren, haben aber infolge von Reparaturen und Überholungen beträchtliche Ausfallzeiten, die die Verfügbarkeit der Anlageteile (z. B. der Dampfturbine) herabsetzen. Für eine Wirtschaftlichkeitsuntersuchung ist daher die Benutzungsdauer nicht auf die Leistungsspitze zu beziehen, sondern auf die installierte Leistung, die infolge der notwendigen Reserve höher liegt. Wir definieren daher bei Rentabilitätsbetrachtungen die jährliche Benutzungsdauer durch den Quotienten

$$T = \frac{\text{abgegebene elektrische Arbeit in einem Jahr}}{\text{installierte Leistung in dem betreffenden Jahr}}. \tag{8}$$

---

[1]) Vgl. Tab. **926.1**.

Bei ganzjährig durchgängigem Betrieb (Tag und Nacht, feiertags und werktags) mit der vollen installierten Leistung würde die Benutzungsdauer T ihren theoretischen Maximalwert erreichen, nämlich $T_0 = 8760$ h/a. Häufig wird die Benutzungsdauer T auf diesen Maximalwert T_0 bezogen. Diese relative Größe, Ausnutzungsfaktor genannt, ist also durch

$$\alpha = \frac{T}{T_0}$$

definiert. So ist z. B. bei $T = 7000$ h/a der Ausnutzungsfaktor $\alpha = \frac{7000\,\text{h/a}}{8760\,\text{h/a}} = 80\%$[1]. Wenn man beide Gesichtspunkte bedenkt, so kommt man zu dem Ergebnis, daß man bei einem Atomkraftwerk für das nächste Jahrzehnt nur mit etwa $T = 6000$ Benutzungsstunden/Jahr rechnen kann, wobei ein großes Verbundnetz vorausgesetzt ist, sonst weniger. So ist es zu begrüßen, daß auch die OEEC in einer Veröffentlichung[2]), die wir später einer Betrachtung unterziehen werden, nicht mit $T = 7000$ h/a, sondern nur mit $T = 6120$ h/a rechnet.

Wenn aber im Laufe der Zeit die Zahl der Atomkraftwerke wächst, dann mögen wohl infolge von Verbesserungen die Ausfallzeiten geringer werden, aber die Benutzungsdauer wird trotzdem nicht besser, da die Atomkraftwerke immer mehr die Spitzen übernehmen müssen. Sie wird schließlich, wie schon eingangs bemerkt, in bezug auf die Leistungsspitze auf etwa $T' = 5500$ h/a und in bezug auf die installierte Leistung auf etwa $T = 5000$ h/a sinken. So rechnet auch Hinton[3]) in seinen Wirtschaftlichkeitsschätzungen für die nächsten Jahrzehnte mit folgenden Benutzungsdauern:

Jahr	1970	1980	1990
Benutzungsdauer T	6130	5700	5250 h/a.

Mit Hilfe von Pump- oder anderen Speicherwerken kann man die Benutzungsdauer verbessern. Man darf dann aber nicht außer acht lassen, den zusätzlichen Aufwand und die zusätzlichen Verluste in Rechnung zu stellen. Auch müssen die Speicherwerke, um ins Gewicht zu fallen, in hinreichendem Maße vorhanden sein.

Es ist daher durchaus angemessen, wenn wir unserer Kalkulation eine Benutzungsdauer der installierten Leistung von $T = 6000$ h/a zugrunde legen. Für andere Benutzungsdauern werden in Abschn. 5.163 Formeln angegeben.

5.132 Zinsverlust k_2

Infolge der hohen Kosten eines Brennsatzes und der langen Frist zwischen Kauf, Ausnutzung und Rücklieferung sowie wegen der Notwendigkeit, mehr als einen Brennsatz im Umlauf zu haben, entstehen Zinsverluste. Sind die spezifischen Kosten eines Brennsatzes K_B, der Zinssatz z_2 und das gesamte Brennstoffinventar das n-fache eines Brennsatzes, dann ist, wie wir weiter unten zeigen werden, der Zinsverlust

$$k_2 = \frac{z_2 K_B}{T} \cdot \frac{n}{2}. \tag{9}$$

Wir besprechen jetzt die drei Kostenfaktoren K_B, z_2 und n.

Kosten eines Brennsatzes K_B. Die Bruttokosten[4]) eines Brennsatzes frei Kraftwerk setzen sich zusammen aus den Kosten für das Uran, für die Fabrikation und für den

[1]) Es mag bemerkt werden, daß vom Standpunkt der „Größenrechnung" $T_0 = 1$ und $T = \alpha$ ist.

[2]) Report of the Steering Committee for the Nuclear Energy, Annex IV, vom 28. September 1957.

[3]) Hinton, Chr., The Future of Nuclear Power, Vortrag in Stockholm am 15. März 1957.

[4]) In den Bruttokosten ist die spätere Gutschrift noch nicht berücksichtigt.

Hin- und Rücktransport der Brennelemente. Bezogen auf die Masseneinheit des Brennstoffs seien diese Kosten $\bar{h}_U$, $\bar{h}_f$ und $\bar{h}_{tr}$, wobei der Querstrich die Bezugnahme auf das Isotopengemisch Uran andeuten soll. Ist $\bar{G}$ die Uranmasse, dann betragen die Bruttokosten eines Brennsatzes

$$H_B = \bar{G}(\bar{h}_U + \bar{h}_f + \bar{h}_{tr}). \tag{10}$$

Zahlenwerte für die $\bar{h}$ werden wir in 5.134 bis 5.136 angeben. Die spezifischen Kosten eines Brennsatzes sind dann

$$K_B = \frac{H_B}{\mathcal{N}}. \tag{11}$$

Brennstoffinventar (Faktor n). Unter dem Brennstoffinventar ist der gesamte Bestand an Brennelementen zu verstehen, der für einen ununterbrochenen Betrieb des Atomkraftwerks erforderlich ist. Dazu gehören außer den Brennelementen im Reaktor die auf Lager liegenden Elemente[1]), ferner die schon verbrauchten und zum Abklingen der Radioaktivität im Kühlbassin befindlichen, dann die Elemente, die noch in der Fabrikation sind, weiter jene, die gerade auf dem Wege zum Kraftwerk und die auf dem Rückweg vom Kraftwerk sind, unter Umständen auch die schon zurückgelieferten und in der Aufbereitungsanlage befindlichen Elemente. Außerdem muß ständig eine kleine Menge Ersatzstäbe zum Auswechseln defekter Stäbe bereitgehalten werden. Wir wollen versuchen, den Umfang des Brennstoffinventars abzuschätzen.

Die im Reaktor befindliche Uranmenge sei G, ihre Verweilzeit im Reaktor t_B, die außerhalb des Reaktors vorhandene notwendige Menge $\varDelta G$, die zugehörige Zeit $\varDelta t_B$. Dann gilt offensichtlich die Beziehung

$$\frac{\varDelta G}{G} = \frac{\varDelta t_B}{t_B}. \tag{12}$$

Die Verweilzeit im Reaktor ist gleich der Vollastdauer T_v dividiert durch den Ausnutzungsfaktor α

$$t_B = \frac{T_v}{\alpha}. \tag{13}$$

Ist beispielsweise bei einem Druckwasser-Reaktor $T_v = 8000$ h und $\alpha = 65\%$, so ist die Verweilzeit im Reaktor

$$t_B = 12\,300 \text{ h} = 16{,}9 \text{ Monate.}$$

Bei Bezug aus den USA wird mit einer Verweilzeit außerhalb des Reaktors von etwa

$$\varDelta t_B = 16 \text{ Monate}$$

gerechnet[2]). Dann ist in unserem Beispiel der prozentuale Mehrbedarf nach Gl. (12)

$$\frac{\varDelta G}{G} = \frac{16}{16{,}9} = 94{,}5\%.$$

Dazu kommen noch einige Prozent Ersatzstäbe für defekt werdende Stäbe. Das gesamte Brennstoffinventar ist also rund das Doppelte der im Reaktor befindlichen Menge. Setzen wir

$$\frac{G + \varDelta G}{G} = n, \tag{14}$$

so ist in unserem Falle für USA $n = 2$.

---

[1]) Die Bevorratung wird man wegen evtl. Termin- und Transportschwierigkeiten größer wählen als bei Kohle, vielleicht so, daß das Lager für 6 Monate Betrieb ausreicht.

[2]) In Nucleonics **16**, Nr. 1 (1958), 51 werden folgende Zeiten geschätzt:

Spaltstoffvorbereitung, ausgehend von UF_6	3 Monate
Lagerung im Kraftwerk	6 Monate
Abkühlung nach Verbrauch	4 Monate
Transport, Wiederaufbereitung usw.	3 Monate
Verweilzeit außerhalb des Reaktors $\varDelta t_B =$	16 Monate

Bei Bezug aus Großbritannien sind die Transportzeiten kleiner, auch entfällt für die Berechnung der Zinsen die Wiederaufbereitungszeit, da die verbrauchten Elemente zurückgekauft werden. Andererseits ist die Verweilzeit im Reaktor des Calder Hall-Typs erheblich größer, sie beträgt mehrere Jahre. Dadurch wird in Gl. (11) der Zähler Δt_B kleiner und der Nenner t_B größer, so daß mit Einrechnung eines kleinen Prozentsatzes für Ersatzstäbe ein Brennstoffinventar von etwa dem 1,3fachen der im Reaktor befindlichen Menge in Frage kommt, also $n = 1{,}3$ für Großbritannien.

Zinssatz z_2. Der Zinssatz z_2 hängt von den Bezugsbedingungen des Brennsatzes ab, die bei Bezug aus den USA andere sind als bei Bezug aus Großbritannien. So kann man derzeit aus den USA das Uran nicht kaufen, sondern nur leihen, wofür an die AEC ein Pachtzins zu entrichten ist, der $z_2' = 4\%/a$ beträgt und für die ganze Leihzeit von der Absendung von der AEC bis zur Rücklieferung an diese gefordert wird.

Versteht man unter t_{ges} die ganze Umlaufzeit eines Brennsatzes, also in Verbindung mit Gl. (12) und (14)

$$t_{ges} = t_B + \Delta t_B = n\, t_B, \tag{15}$$

so ist im genannten Falle die Laufzeit der Zinsen gleich t_{ges} und der Zinsverlust der Urankosten H_U gleich $H_U\, z_2 \cdot t_{ges}$. Für die Fabrikationskosten H_f hingegen, die nicht an die AEC, sondern an die Herstellerfirma zu entrichten sind, ist der deutsche Zinssatz von derzeit $z_2 = 7\%/a$ anzusetzen. Der Zinsendienst für das hierfür aufgenommene Kapital erlischt aber schon während der Stromlieferung, da normalerweise der Kredit aus dem eingehenden Stromerlös abgedeckt wird. Die Laufzeit der Zinsen für die Fabrikationskosten ist also nur etwa die halbe Umlaufzeit der Brennelemente, und das gleiche gilt für die Transportkosten H_{tr} von und nach dem Herstellerland einschließlich Transportversicherung und etwaiger Zölle. Der Zinsverlust für die Fabrikations- und Transportkosten ist demnach $(H_f + H_{tr})\, z_2\, t_{ges}/2$, also für das gesamte Brennstoffinventar

$$H_2 = H_U\, z_2'\, t_{ges} + (H_f + H_{tr})\, z_2\, t_{ges}/2.$$

Nun ist im betrachteten Fall angenähert $z_2' = z_2/2$; wegen $H_U + H_f + H_{tr} = H_B$ wird

$$H_2 = H_B\, z_2\, t_{ges}/2. \tag{16}$$

Bei Bezug aus Großbritannien muß der ganze Brennsatz, also auch das Uran, gekauft werden. Für die Brennelemente (Uran plus Fabrikation) kommt daher hier der deutsche Zinssatz $z_2 = 7\%/a$ in Betracht. Für die Laufzeit der Zinsen ist aus oben genannten Gründen wiederum nur die halbe Umlaufzeit zu nehmen. Der Zinsverlust wird also $H_2 = H_B\, z_2\, t_{ges}/2$ und ist somit trotz anderer Bezugsbedingungen nach derselben Gleichung wie bei Bezug aus den USA zu berechnen.

Durch Division durch die von einem Brennsatz gelieferte elektrische Arbeit erhält man den Zinsverlust je Energieeinheit

$$k_2 = \frac{H_B\, z_2\, t_{ges}/2}{\mathcal{A}}.$$

Die elektrische Arbeit eines Brennsatzes ist nach Gl. (29) gleich dem Produkt aus der Leistung $\mathcal{N}$ und der Vollastdauer T_v eines Brennsatzes $\mathcal{A} = \mathcal{N}\, T_v$, die Brennsatzkosten sind nach Gl. (11) das Produkt aus den spezifischen Brennsatzkosten K_B und der Leistung $\mathcal{N}$, also $H_B = K_B\, \mathcal{N}$. Somit ist der Zinsverlust je Energieeinheit

$$k_2 = \frac{K_B\, z_2\, t_{ges}/2}{T_v}.$$

Unter Verwendung von Gl. (13) und Gl. (15) schreibt sich die letzte Gleichung auch

$$k_2 = \frac{K_B\, z_2}{T} \cdot \frac{n}{2}, \tag{17}$$

was wir in Gl. (9) vorweggenommen hatten.

Rechnet man die in der Literatur angegebenen Zinsverluste nach, so zeigt sich, daß der Faktor 2 nicht berücksichtigt ist. Die wirklichen Zinsverluste sind also nur halb so groß wie angegeben.

Für die Höhe des Zinsverlustes ist es übrigens gleichgültig, ob der ganze Brennsatz auf einmal erneuert wird, ob dies gruppenweise geschieht oder ob der Ersatz kontinuierlich erfolgt, indem laufend ausgebrannte Brennstäbe entfernt und frische eingesetzt werden.

5.133 Betriebskosten k_3

Die Betriebskosten stellen die Ausgaben für das Betriebspersonal, für die laufende Unterhaltung sowie für die Reparaturen dar. Sie betragen in Kohlekraftwerken nach den Erfahrungen der deutschen Elektrizitätserzeugung etwas mehr als $6\%/a$ des Anlagekapitals. Wir werden im nachstehenden für Atomkraftwerke mit einem Prozentsatz von $z_3 = 5\%$ rechnen, da die Personalkosten sich nur wenig ändern werden. Dann ergeben sich die Betriebskosten analog Gl. (5) zu

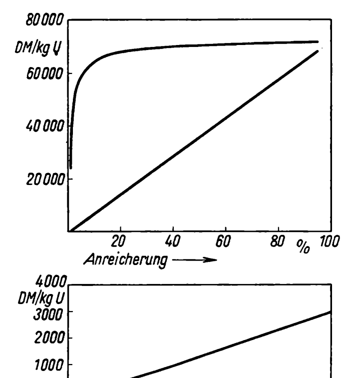
$$k_3 = \frac{z_3 K}{T}. \tag{18}$$

5.134 Urankosten für Brennelemente h_U

Im Oktober 1956 hat die US-AEC neue Uranpreise für Europa bekanntgegeben. Einige herausgegriffene Werte sind in Tab. **912**.1 wiedergegeben, und zwar in der 2. Spalte der Preis für 1 kg Uran-Isotopengemisch ($\bar{h}_U$) und in der 3. Spalte der auf 1 kg U^{235} umgerechnete Preis (h_U). Die Preise gelten für UF_6, so daß noch die Kosten für die Umwandlung in das Metall hinzukommen. Ist c die Uran 235-Konzentration, so ist

$$h_U = \frac{\bar{h}_U}{c}. \tag{19}$$

In Fig. **911**.1 sind die Werte für $\bar{h}_U$ und h_U in Abhängigkeit von c aufgetragen.



911.1 Uran-Preise der AEC in Abhängigkeit von der U^{235}-Konzentration. Stand vom 18. Oktober 1956. Die gekrümmte Kurve gibt den Preis bezogen auf die im Gemisch enthaltene Menge Uran 235, die „geraden" Kurven den Preis je Mengeneinheit Gemisch an.

Aus dem abgesehen vom Anfang geradlinigen Kurvenverlauf von $\bar{h}_U$ folgt, daß man in roher Abschätzung denselben Preis für das Urangemisch erhält, wenn man die gewünschte Anreicherung, anstatt sie beispielsweise der Diffusionskaskade zu entnehmen, durch Mischung von UF_6 aus natürlichem Uran mit UF_6 aus 90% angereichertem Uran oder durch Mischung anderer Anreicherungen herstellt. Die Gerade geht nicht exakt durch den Nullpunkt, so daß bei niedrigen Anreicherungen der Mischpreis von der Tabelle abweicht.

Der geradlinige Verlauf ist so auffällig, daß man annehmen könnte, der AEC-Preis sei überhaupt als Mischpreis errechnet. Über das Zustandekommen eines wahren Preises für angereichertes Uran wurde in 2.344 berichtet. Tatsächlich weichen auch die dort angegebenen Wertfunktionen nicht allzustark von einer Geraden ab, immerhin erheblich stärker als der Tabellenpreis. Es erscheint daher nicht unwahrscheinlich, daß die Amerikaner infolge der Eigenart Ihrer Großtrennanlagen wenigstens einen Teil des von ihnen angebotenen angereicherten Urans tatsächlich durch Mischung von Natururan mit hochkonzentriertem U^{235} herstellen.

912.1 Uranpreise der AEC vom 18. 10. 1956

1	2	3	4	5	6
U^{235}-Konzentration c %	Preis für das Isotopengemisch $\bar{h}_U$ DM/kg U	Preis bezogen auf 1 kg U^{235} h_U DM/kg U^{235}	U^{235}-Konzentration c %	Preis für das Isotopengemisch $\bar{h}_U$ DM/kg U	Preis bezogen auf 1 kg U^{235} h_U DM/kg U^{235}
0,72	170,00	23600	3,5	1910	54600
0,80	210,00	26250	4,0	2250	56250
0,90	263,50	29300	5,0	2935	58700
1,0	318,00	31800	10	6420	64200
1,2	432,50	36050	20	13530	67700
1,5	611,00	40750	50	35200	70400
2,0	925	46250	75	53450	71300
2,5	1248	49900	90	64500	71700
3,0	1575	52500	95	68280	71900

5.135 Fabrikationskosten h_f

Darunter sollen alle Kosten für die Herstellung der Brennelemente verstanden werden, angefangen vom angelieferten Uranhexafluorid (oder anderem Spaltstoff) bis zu den fertigen ummantelten einsatzbereiten Elementen. Inbegriffen sind also die Löhne, alle erforderlichen Materialien wie Hüllstoffe (Zirkon, rostfreier Stahl, Magnesium) und die Betriebskosten. Schrottrückgewinne sollen in der Gutschrift bei Rücklieferung der verbrauchten Elemente verrechnet sein. Die Urankosten selbst sind jedoch in den Fabrikationskosten nicht enthalten.

Wir beziehen die Fabrikationskosten vorderhand auf 1 kg Uran, also z. B. bei Verwendung von UO_2 nur auf das darin enthaltene Uran-Isotopengemisch.

Relativ niedrig sind die Fabrikationskosten bei den Elementen des Calder-Hall-Typs (natürliches Uran, Magnox-Umhüllung, Gaskühlung, Graphitmoderierung). Nach einem britischen Bericht vom Februar 1957 kosten die fertig fabrizierten

Elemente		240,— DM/kg U
das natürliche Uran		170,— DM/kg U
also die Fabrikation	$h_f =$	70,— DM/kg U

In einem Angebot nach Italien[1]) wurde ein etwas höherer Preis genannt:

Fertige Elemente		307,— DM/kg U
Natürliches Uran		170,— DM/kg U
Fabrikation	$h_f =$	137,— DM/kg U

Mehrfach teurer ist die Fabrikation der Elemente beim Yankee-Reaktor (U^{235}-Konzentration 2,6%, Hülle rostfreier Stahl, Wasserkühlung, Wassermoderierung). Aus dem OEEC-Bericht vom 28. Sept. 1957 errechnet sich hierfür ein Fabrikationspreis von $\bar{h}_f = 680,-$ DM/kg U.

Ausgesprochen kostspielig aber ist die Fabrikation der Elemente beim Shippingport-Reaktor (Zirkonumhüllung, Wasserkühlung, Wassermoderierung). Die Fabrikationskosten betragen hier mehrere Tausend DM/kg U, so daß sie allein fast die Hälfte der Stromerzeugungskosten ausmachen[2]).

---

[1]) Nucleonics **14**, Nr. 12 (1956), 29, „What does Calder Hall mean to you?"
[2]) Nucleonics **16**, Nr. 4 (1958), 61.

5.136 Transportkosten h_{tr}

Die Kosten für Fracht und Versicherung der Brennelemente von der Herstellerfirma in den Vereinigten Staaten bis zum Atomkraftwerk in Deutschland und nach Verbrauch wieder zurück bis zur Aufbereitungsstelle in den USA einschließlich etwaiger Zölle seien mit $\bar{h}_{tr} = 80,-$ DM/kg U veranschlagt, bei Bezug aus Großbritannien mit $\bar{h}_{tr} = 18,-$ DM/kg U.

5.137 Restwert des Urans h_U'

Infolge der Spaltung hat das Uran an Wert verloren, indem die Menge des im Brennsatz enthaltenen U^{235} und seine Qualität gesunken sind. Der Qualitätsverlust rührt von der gesunkenen Anreicherung her; dadurch sei der Kilopreis des U^{235} von h_U auf h_U' gefallen. Um auch den Mengenverlust an U^{235} berechnen zu können, benötigen wir den Begriff des Spaltfaktors, den wir in 5.141 behandeln werden.

5.138 Vergütung für das Plutonium h_v

Der Preis des im Reaktor gebildeten Plutoniums richtet sich derzeit nach dem Gehalt an unerwünschtem Pu^{240}. Bis zum 30. Juni 1962 zahlt die AEC für das Plutonium ohne Pu^{240}-Gehalt $h_v = 189000,-$ DM/kg, mit 8,6% Pu^{240} und darüber $h_v = 126000,-$ DM/kg. Einen niedrigen Pu^{240}-Gehalt erreicht man durch geringen Abbrand, was sich jedoch auf die Brennstoffkosten ungünstig auswirkt. Die Erzielung von hochwertigem Plutonium dürfte sich daher gesamtwirtschaftlich kaum lohnen. Überdies zahlt die AEC ab 1. Juli 1962 bis 30. Juni 1963 ohnehin unabhängig vom Pu^{240}-Gehalt nur $h_v = 126000,-$ DM/kg.

Und auch dieser noch recht hohe Übernahmepreis ist heute durch die militärischen Bedürfnisse bedingt. Später wird Plutonium nur durch seinen Wert als Reaktorbrennstoff bestimmt sein, sich also dem Preis des U^{235} anpassen. Deswegen empfiehlt W. Kenneth Davis[1]), bei langfristigen Überlegungen nur mit einem Plutonium-Preis von $h_v = 50000,-$ DM/kg zu rechnen.

5.139 Wiederaufbereitungskosten h_w

Die Wiederaufbereitung der verbrauchten Brennelemente besteht in der Entfernung der Spaltprodukte, in der Extraktion des Plutoniums und in der Beseitigung der radioaktiven Rückstände. Sie ist eine kostspielige Prozedur (s. 2.14).

Die Angaben über die Kosten der Wiederaufbereitung gehen stark auseinander: $k_w = 0{,}17$ Dpf/kWh bei der Yankee-Anlage; „mehr als 3 Dpf/kWh" in einer Veröffentlichung der Vitro Corporation of America[2]), $k_w = 5$ Dpf/kWh in einem früheren Angebot an das RWE, 6 Dpf je kWh in einer privaten Mitteilung von maßgebender Seite anläßlich der Genfer Atomkonferenz 1955.

Die genannten hohen Zahlen dürften den augenblicklichen tatsächlichen Kosten entsprechen[3]), die genannten niedrigen Kosten erklären sich durch beträchtliche Subventionen seitens der AEC. Um letzteres zu zeigen, betrachten wir die erwähnten Kosten von $k_w = 0{,}17$ Dpf/kWh für die Wiederaufbereitung der Brennelemente für

[1]) Kenneth-Davis, W., Nucleonics **16**, Nr. 1 (1958), 49.

[2]) Power, **100**, H. 3 (1956), 88: „They are behind the eight ball", heißt es von denen, die so niedrige Stromerzeugungskosten angeben, daß sie nicht einmal die Wiederaufbereitungskosten decken.

[3]) Sie liegen dem Aufsatz des Verfassers, Wirtschaftlichkeit der Atomenergie, ETZ **77** (1956), 460 bis 464 zugrunde und sind die Ursache der dort angegebenen hohen Stromerzeugungskosten.

das Yankee-Kraftwerk. Diesen Kosten liegt eine Aufbereitungsanlage zugrunde mit einem Jahresdurchsatz von 300 t Uran[1]). Der Jahresdurchsatz des Yankee-Kraftwerks selbst beträgt aber nur 17,5 t. Es müßten also erst einmal 300 t/17,5 t = 17 Atomkraftwerke von der Größe der Yankee-Anlage vorhanden und in vollem Betrieb sein, damit die Aufbereitungsanlage voll ausgenützt ist. Bis dahin werden aber noch Jahre vergehen, denn jetzt läuft noch nicht einmal das Yankee-Kraftwerk, das erst im Jahre 1960 in Betrieb kommt. Bis zu jener noch recht fernen Zeit ist der AEC-Preis von $k_w = 0{,}17$ Dpf/kWh also nur durch bedeutende Subventionen möglich. Die tatsächlichen derzeitigen Kosten in den USA-Wiederaufbereitungsanlagen von Idaho und Oak Ridge dürften in zwei Berichten der AEC[2]) enthalten sein, die aber laut Auskunft des Technical Information Service der AEC in Oak Ridge der Öffentlichkeit noch nicht zugänglich gemacht werden.

Dazu kommen aber noch einige wichtige Punkte: Erstens existiert die erwähnte Aufbereitungsanlage noch gar nicht, und zweitens sind die gemachten Angaben nur Schätzwerte, die später üblicherweise überschritten werden. Daß auch Amerikaner selbst so denken, ist aus folgendem Satz[3]) ersichtlich: „Data on reprocessing costs available so far is entirely speculative, referring to hypothetical processes in hypothetical plants.“ Daher hat sich auch die amerikanische Industrie bisher gegenüber der Errichtung eigener Aufbereitungsanlagen ablehnend verhalten[4]). Drittens ist bei der Errechnung des Wertes $k_w = 0{,}17$ Dpf/kWh eine Vollastdauer von $T_v = 10\,000$ h zugrunde gelegt worden. Denn nach dem erwähnten AEC-Bulletin AER-31 betragen die Wiederaufbereitungskosten $h_w = 88{,}-$ DM/kg Uran, umgerechnet auf die Kilowattstunde also

$$k_w = \frac{88{,}-\ \text{DM/kg} \cdot 25\ \text{t Uran}}{134\ \text{MW} \cdot 10\,000\ \text{Vollaststunden}} = 0{,}164\ \text{Dpf/kWh},$$

rd. 0,17 Dpf/kWh, wie angegeben. Nun ist aber die Vollastdauer von $T_v = 10\,000$ h zu hoch gegriffen, wie wir bei der Besprechung der Yankee-Anlage noch sehen werden.

Aus allen diesen Gründen werden die tatsächlichen Wiederaufbereitungskosten das Vielfache von 88,— DM/kg betragen. Deshalb hat sich die AEC entschlossen, diese prohibitiven Wiederaufbereitungskosten mehr oder weniger ganz zu übernehmen.

Nicht anders liegen die Verhältnisse bei den britischen Kraftwerken. Hier werden Kosten von $k_w = 0{,}126$ Dpf/kWh angegeben[5]), wobei eine noch größere Aufbereitungsanlage angenommen ist. Beim Calder-Hall-Typ müßten danach

$$\frac{2\,000\ \text{t Jahresdurchsatz in der geplanten Aufbereitungsanlage}}{51{,}5\ \text{t Jahresdurchsatz in der Atomkraftanlage von 150 MW}} = 39\ \text{Kraftwerke}$$

mit einer Leistung von je 150 MW vorhanden sein, damit die Anlage voll beschäftigt ist. Auch diese Anlage existiert noch nicht, und die Aufbereitungskosten sind ebenfalls nur Schätzwerte. Überdies fehlen die Kosten für die Beseitigung der radioaktiven Rückstände, die derzeit einfach ins Meer geleitet werden, was zwar billig ist, aber auf die Dauer zu Unzuträglichkeiten führen muß.

Zweck unserer Untersuchung ist es aber, die echten Kosten zu ermitteln, d. h., alle Subventionen auszuschalten, die ja auch gekündigt werden können, so daß dann die wahren Kosten zu bezahlen sind. Diese werden sicher auch dann in Erscheinung treten, wenn die Wiederaufbereitung, wie beabsichtigt, in Deutschland oder einem Euratom-Land vorgenommen wird.

---

[1]) Anderson, E. L., Nuclear Fuel Reprocessing, Bulletin AER-31, vom 20. Mai 1957, Bild 10 und 11.
[2]) IDO-14 363 und ORO-144.
[3]) Nucleonics **16**, Nr. 1 (1958), 52.
[4]) „Deutscher Forschungsdienst“ vom 3. 12. 1957.
[5]) Armand, L., Etzel, F. und Giordani, F., Ziele und Aufgaben für Euratom, Mai 1957, S. 79.

Wenn wir trotzdem unserer Kalkulation jene niedrigen, also hochsubventionierten Wiederaufbereitungskosten zugrunde legen, so sind sie lediglich als „Erinnerungsposten" zu betrachten.

5.14 Energetische Verhältnisse

Wir betrachten nunmehr die thermischen und elektrischen Verhältnisse einer Atomkraftanlage (s. auch 3.251 1).

5.141 Spaltungswärme und Spaltfaktor

Bei vollständiger Spaltung der Urankerne entwickelt jedes Kilogramm U^{235} eine Wärmemenge von

$$\mathcal{E}_{1\,sp} = 19 \cdot 10^9 \text{ kcal/kg} = 22 \text{ GWh/kg}. \tag{20}$$

Wird die U^{235}-Menge G vollkommen gespalten, so entsteht somit eine Wärmemenge $G\,\mathcal{E}_{1\,sp}$. In Wirklichkeit werden aber nicht alle vorhandenen U^{235}-Atome gespalten. Das hat seine Ursache in der Bildung von Spaltprodukten, die Neutronen absorbieren, in der allmählichen Verarmung an U^{235}, so daß die kritische Bedingung nicht mehr erfüllt ist, und schließlich in Strahlenschädigungen und Korrosion der Brennelemente, so daß eine vorzeitige Auswechselung der Stäbe notwendig wird.

Nennen wir den Bruchteil der U^{235}-Atome, der während der Brenndauer t_B tatsächlich gespalten wird, den Spaltfaktor und bezeichnen ihn mit s_{25}, so ist die entstehende Spaltungswärme $s_{25}\,G\,\mathcal{E}_{1\,sp}$. Nun ist aber der Vorgang der Spaltung von U^{235} begleitet von einer Umwandlung des U^{238} in Plutonium Pu^{239}, Pu^{240} und Pu^{241}. Ein Teil des Plutoniums spaltet sich seinerseits wieder und liefert ebenfalls Wärme. Versteht man unter dem Umwandlungsfaktor K das Verhältnis der entstandenen Menge Pu^{239} zur Menge des gespaltenen U^{235}, so wird also die Pu^{239}-Menge $\mathsf{K}\,s_{25}\,G$ gebildet. Hiervon sei der Bruchteil s_{49} gespalten worden. Die Spaltungswärme je Masseneinheit Pu^{239} ist praktisch ebenso groß wie bei U^{235}, also $\mathcal{E}_{1\,sp}$. Die gesamte entwickelte Wärmemenge ist demnach

$$Q = s_{25}\,G\,\mathcal{E}_{1\,sp} + s_{49}\,\mathsf{K}\,s_{25}\,G\,\mathcal{E}_{1\,sp} = s_{25}\,G\,\mathcal{E}_{1\,sp} \cdot (1 + s_{49}\,\mathsf{K}). \tag{21}$$

Die Größe $s = s_{25}\,(1 + s_{49}\,\mathsf{K})$ soll resultierender Spaltfaktor oder hinfort einfach Spaltfaktor heißen. Während s_{25} höchstens 100% sein kann, kann s auch über 100% sein. Der Klammerausdruck in Gl. (21) hängt nur von der Bildung und der Spaltung des Plutoniums ab und drückt somit die Vergrößerung der Wärmemenge unter dem Einfluß des Pu^{239} aus.

Die gesamte Wärmeproduktion während der Brenndauer t_B ist also

$$Q = s\,G\,\mathcal{E}_{1\,sp}. \tag{22}$$

Später werden wir sehen, daß der Spaltfaktor einer der entscheidendsten wirtschaftlichen Faktoren ist. Leider sind die für seine Berechnung notwendigen Daten derzeit noch nicht hinreichend bekannt, so daß diese Größen weitgehend empirisch festgestellt werden müssen. Unter Bedingungen des praktischen Betriebs erfordert dies sehr zeitraubende Untersuchungen. Ein beschleunigter Abbrand zur Abkürzung der Versuchsdauer entspricht aber wegen der höheren Wärmebelastung der Brennelemente nicht den Betriebsbedingungen. So soll der Reaktor nach dem Calder-Hall-Typ einen Spaltfaktor von $s = 45{,}8\%$ erreichen, die Yankee-Anlage $s = 34{,}4\%$, der kanadische Schwerwasser-Reaktor mit natürlichem Uran $s = 153\%$.

Wenn man alle kernphysikalischen und technologischen Einwirkungen auf die Brennelemente in Betracht zieht, scheint der Spaltfaktor derzeit zwischen $s = 20\%$ und $s = 50\%$ zu liegen. Die Bemühungen der Atomphysiker und der Reaktoringenieure gehen natürlich dahin, Bedingungen zu schaffen, die einen höheren Spaltfaktor ermöglichen, um so die Wirtschaftlichkeit der Atomkraftwerke zu erhöhen. Die Un-

sicherheit über die Höhe des Spaltfaktors ist ein wunder Punkt in der Wirtschaftlichkeitsberechnung. Daher werden am Ende dieser Untersuchung (s. 5.163) die Stromerzeugungskosten in Abhängigkeit von der Höhe des Spaltfaktors in einer Gleichung angegeben und in einem Diagramm aufgetragen.

5.142 Abbrand

Die Rechnung mit dem hier benutzten Begriff des Spaltfaktors ist bequem und durchsichtig, da er direkt die Ausnutzung des spaltbaren Anteils des Materials zum Ausdruck bringt. Es ist aber üblich, einen anderen Begriff zu verwenden, um das Ausmaß der Spaltung zum Ausdruck zu bringen, nämlich den Abbrand. Darunter versteht man die Wärmemenge, die je Masseneinheit Uran-Isotopengemisch während der Brenndauer t_B gewonnen wird. Ist also die Urangemischmenge $\bar{G}$ und der Abbrand $\mathcal{A}_B$, so ist die im Reaktor erzeugte Wärmemenge

$$Q = \mathcal{A}_B \bar{G}. \tag{23}$$

Nach Gl. (22) ist sie aber auch

$$Q = s\, G\, \mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}.$$

Wegen

$$G = c\, \bar{G}, \tag{24}$$

worin c die U^{235}-Konzentration bedeutet, folgt der gesuchte Zusammenhang zwischen Abbrand und Spaltfaktor

$$s = \frac{\mathcal{A}_B}{c\, \mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}}. \tag{25}$$

Ist beispielsweise der Abbrand $\mathcal{A}_B = 3000$ MWd/t $= 72$ GWh/t und handelt es sich um natürliches Uran, dann ist der Spaltfaktor nach Gl. (25) in Verbindung mit Gl. (20)

$$s = \frac{72\ \mathrm{GWh/t}}{0{,}714\,\% \cdot 22\ \mathrm{GWh/kg}} = 45{,}8\,\%.$$

Gelegentlich begegnet man dem Begriff des relativen Abbrandes

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{A}_B}{\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}}. \tag{26}$$

In unserem Zahlenbeispiel ist $\mathcal{B} = \frac{72\ \mathrm{GWh/t}}{22\ \mathrm{GWh/kg}} = 0{,}328\,\%$, d. h. nur knapp ein Drittel Prozent aller anfangs vorhandenen Uranatome (U^{235} und U^{238}) werden gespalten und erzeugen Wärme, wobei die Mitwirkung des Pu^{239} schon berücksichtigt ist. Verbindet man Gl. (25) und (26), so folgt schließlich

$$\mathcal{B} = s\, c. \tag{27}$$

5.143 Elektrische Arbeit und Wirkungsgrad

Unter dem Gesamtwirkungsgrad η eines Atomkraftwerks soll das Verhältnis der elektrischen Arbeit $\mathcal{A}$, gemessen am Kraftwerksausgang, zu der im Reaktor produzierten Wärme Q verstanden werden. Der Eigenbedarf des Kraftwerks ist also hierbei in Abzug gebracht.

Die elektrische Arbeit ist somit, wenn man noch Gl. (22) verwendet,

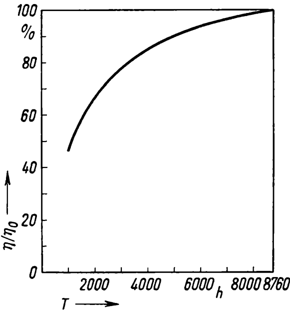
$$\mathcal{A} = \eta\, Q = s\, \eta\, G\, \mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}. \tag{28}$$

In einem großen modernen Steinkohlenkraftwerk kann man im Bestpunkt mit einem Gesamtwirkungsgrad von $\eta_0 = 35\,\%$ rechnen.

Bei den hier besprochenen Atomkraftwerken sind Temperatur und Druck des Wasserdampfes am Eintrittsventil der Turbine niedrig. Unter Verwendung von Feuchtig-

keitsabscheidern und bei möglichster Carnotisierung kann man beim Druckwasserreaktor im Bestpunkt etwa $\eta_0 = 28\,\%$ erreichen und beim Calder Hall-Reaktor infolge des etwas höheren Eigenbedarfs des Kraftwerks etwa $\eta_0 = 27\,\%$.

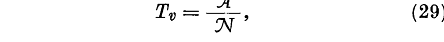
Da die Leistung gemäß der Belastungskurve fortlaufend Änderungen unterliegt, ist der Jahreswirkungsgrad $\eta < \eta_0$. Kennt man den Wärmeverbrauch je Einheit der elektrischen Leistung einer Anlage von Leerlauf bis Vollast und ist die Belastungskurve bekannt, so kann man den Jahreswirkungsgrad η errechnen. In Fig. **917.1** ist das Verhältnis η/η_0 einer modernen großen Kohlekraftanlage als Funktion der jährlichen Benutzungsdauer aufgetragen[1]). Wir benutzen diese Kurve für die Atomkraftanlagen. Dann ist bei $T = 6000$ Benutzungsstunden je Jahr $\eta/\eta_0 = 0{,}93$, so daß der Jahreswirkungsgrad beim Druckwasser-Typ $\eta = 26\,\%$ und beim Calder-Hall-Typ $\eta = 25\,\%$ sein wird. Bei anderen allerdings noch unerprobten Typen sind höhere Wirkungsgrade möglich.



917.1 Einfluß der Benutzungsdauer auf den Wirkungsgrad eines Kohlekraftwerkes. η_0 = Wirkungsgrad bei T_0 = 8760 h/a. T in h/a

5.144 Vollastdauer T_v und Wärmeausbeute W

Unter Vollastdauer ist die Zeitspanne zu verstehen, während der der Reaktor die volle Leistung hergeben kann, also die Zeit bis zur Auswechslung der Brennelemente. Sie ist also definiert durch die Beziehung



$$T_v = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}}, \tag{29}$$

worin $\mathcal{A}$ die von der Anlage gelieferte elektrische Nettoarbeit und $\mathcal{N}$ die elektrische Nettoleistung ist. Aus Gl. (28) und (29) folgt

$$T_v = s\,\eta\,\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}} \cdot \frac{G}{\mathcal{N}} \tag{30}$$

oder unter Benutzung von Gl. (24) und (25)

$$T_v = \mathcal{A}_B\,\eta \cdot \frac{\bar{G}}{\mathcal{N}}. \tag{31}$$

Zur Charakterisierung der Ausnutzung der Brennelemente ist manchmal statt des Abbrandes $\mathcal{A}_B$ die Vollastdauer T_v angegeben. Dann ermöglicht Gl. (31), den Abbrand bzw. Gl. (30) den Spaltfaktor zu errechnen.

Oft dient auch zur Charakterisierung der Ausnutzung die Wärmeausbeute W. Damit bezeichnet man das Verhältnis von Wärmeleistung zu Urangewicht:

$$W = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\mathcal{N}}{\bar{G}}.$$

In Verbindung mit Gl. (31) ergibt sich

$$W = \frac{\mathcal{A}_B}{T_v}, \tag{32}$$

was man auch unmittelbar einsieht. Sind W und $\mathcal{A}_B$ bekannt, so erlaubt Gl. (32) die Vollastdauer zu ermitteln. So wird beispielsweise für das britische Atomkraftwerk Hunterston ein Abbrand von $\mathcal{A}_B = 3000$ MWd/t und eine Wärmeausbeute $W =$ 2,5 MW/t angegeben. Aus Gl. (32) folgt sofort

$$T_v = \frac{3000\ \mathrm{MWd/t}}{2{,}5\ \mathrm{MW/t}} = 1200\ \text{Tage} = 28\,800\ \text{Stunden}.$$

---

[1]) Der Kurve liegt die Gleichung $\dfrac{\eta}{\eta_0} = \dfrac{\alpha}{0{,}15 + 0{,}85 \cdot \alpha}$ zugrunde, bei der vorausgesetzt ist, daß der Wärmeverbrauch bei Leerlauf $15\,\%$ desjenigen bei Vollast ist (α = Ausnutzungsfaktor).

Ist T_v bekannt, so kann man aus den spezifischen Bruttokosten des Brennsatzes K_B direkt die Brennstoffkosten je Energieeinheit feststellen. Denn die Gesamtkosten des Brennsatzes betragen $\mathcal{N}K_B$ und die gesamte erzeugte elektrische Nettoarbeit ist $\mathcal{N}T_v$. Also sind die Bruttobrennstoffkosten je Energieeinheit

$$k_B = \frac{K_B}{T_v}. \tag{33}$$

5.15 Umrechnung vom Mengenpreis auf die Kosten je Energieeinheit

Verschiedene Kostenanteile, z. B. für das Uran, für die Fabrikation und für die Wiederaufbereitung, wurden in 5.134 bis 5.139 je Masseneinheit Uran angegeben. Diese Kosten sollen nunmehr auf die erzeugte Energieeinheit umgerechnet werden. Da diese Rechnung für die in Frage kommenden Kostenanteile die gleiche ist, genügt es, sie nur einmal durchzuführen.

Ein solcher Kostenanteil, z. B. für die Fabrikation, sei $\bar{h}$; der Strich über dem $\bar{h}$ bedeutet wiederum, daß es sich um das jeweilige Isotopengemisch und nicht um U^{235} handelt. Für den ganzen Brennsatz mit der Uranmenge $\bar{G}$ beträgt der Kostenanteil $H = \bar{G}\,\bar{h}$. Da mit Hilfe des Brennsatzes nach Gl. (28) eine elektrische Arbeit $\mathcal{A} = s\,\eta\,G\,\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}$ erzeugt wird, beträgt der Kostenanteil, auf die Energieeinheit bezogen,

$$k = \frac{H}{\mathcal{A}} = \frac{\bar{G}}{G} \cdot \frac{\bar{h}}{s\,\eta\,\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}}.$$

Nach Gl. (24) ist $\bar{G}/G = 1/c$, analog Gl. (19) ist

$$\bar{h} = c\,h. \tag{34}$$

Wir erhalten also

$$k = \frac{h}{s\,\eta\,\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}}.$$

Wie aus Tab. **912.1** ersichtlich ist, ist beispielsweise h für U^{235}, also h_U, eine sehr hohe Zahl. Um uns der vielen Dezimalstellen zu entledigen, drücken wir h in Bruchteilen oder Vielfachen eines Vergleichspreises $C_1 = 100\,000,-$ DM/kg aus, indem wir schreiben

$$h = C_1\,p, \tag{35}$$

wobei wir p den „Preisfaktor" nennen wollen. Ist z. B. für U^{235} $h_U = 50\,000,-$ DM/kg, so ist $p_U = 0{,}5$.

Der betrachtete Kostenanteil je Energieeinheit schreibt sich also

$$k = \frac{C_1}{\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}} \cdot \frac{p}{s\,\eta}.$$

Der Quotient $C_1/\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}$ ist eine Konstante, die mit χ bezeichnet werde, nämlich

$$\chi = \frac{C_1}{\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}} = \frac{100\,000,-\ \mathrm{DM/kg}}{22\ \mathrm{GWh/kg}} = 0{,}455\ \mathrm{Dpf/kWh}. \tag{36}$$

Wir erhalten so die „Umrechnungsgleichung"

$$k = \chi \cdot \frac{p}{s\,\eta}. \tag{37}$$

Sie gestattet also, die auf die Mengeneinheit bezogenen Preise und Kosten auf die Energieeinheit umzurechnen.

Wendet man Gl. (37) beispielsweise auf die Urankosten an, so ist

$$k_U = \chi \frac{p_U}{s\,\eta}. \tag{38}$$

Ist speziell $h_U = 30\,000,-$ DM/kg U^{235}, also $p_U = 0{,}30$, weiter der Spaltfaktor $s = 0{,}20$ und der Wirkungsgrad $\eta = 0{,}26$, dann betragen die Urankosten des Brennsatzes je Energieeinheit

$$k_U = 0{,}455\ \mathrm{Dpf/kWh} \cdot \frac{0{,}30}{0{,}20 \cdot 0{,}26} = 2{,}62\ \mathrm{Dpf/kWh}.$$

In der gleichen Weise werden auch die anderen Kostenanteile umgerechnet, wobei die Größen k, p und $\bar{h}$ jeweils die Indizes f, tr und w für Fabrikation, Transport und Wiederaufbereitung erhalten.

Die Bruttokosten eines Brennsatzes je Mengeneinheit Uran sind

$$\bar{h}_B = \bar{h}_U + \bar{h}_f + \bar{h}_{tr}; \tag{39}$$

dann findet sich der entsprechende Preisfaktor

$$p_B = \frac{\bar{h}_B}{c\, C_1}, \tag{40}$$

und die Bruttobrennstoffkosten je Energieeinheit betragen

$$k_B = \chi \frac{p_B}{s\,\eta}. \tag{41}$$

Um auch die Mengenpreise für die Anteile der Gutschrift, nämlich für Uran, Plutonium und Wiederaufbereitung, also h_U', h_v und h_w, auf die Kosten der Energieeinheit umzurechnen, gehen wir wie folgt vor.

Bei Beginn des Brennzyklus war die U^{235}-Menge G vorhanden. Infolge der Spaltung hat sich diese Menge auf $(1 - s_{25})\,G$ verringert, wobei s_{25} den Spaltfaktor des U^{235} bedeutet. Durch die Verkleinerung der Konzentration c auf $c' = (1 - s_{25})\,c$ ist auch der Mengenpreis des U^{235} von h_U auf h_U' gesunken (s. Tab. **912.1**). Also ist der Restwert des U^{235} am Ende des Brennzyklus nur noch $(1 - s_{25})\,G\,h_U'$. Durch Division mit der vom Brennsatz erzeugten elektrischen Arbeit $A = s\,\eta\,G\,\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}$ und mit Verwendung des Preisfaktors [Gl. (35)]

$$p_U' = \frac{h_U'}{C_1} \tag{42}$$

erhalten wir mit Gl. (36) den Restwert des U^{235} je Energieeinheit

$$\Delta k_U = -\chi \frac{(1 - s_{25})\,p_U'}{s\,\eta}. \tag{43}$$

Diese Gleichung kann man durch Vergleich mit Gl. (38) auch schreiben

$$\Delta k_U = -(1 - s_{25})\,\frac{p_U'}{p_U} \cdot k_U. \tag{44}$$

Das negative Vorzeichen drückt aus, daß es sich um eine Rückzahlung handelt, die Klammer $(1 - s_{25})$ gibt den Mengenverlust durch die Spaltung und p_U'/p_U den Qualitätsverlust durch die Verarmung an U^{235} an. Der Spaltfaktor s_{25} errechnet sich aus der Gleichung $s = s_{25}\,(1 + s_{49}\,\mathsf{K})$, s. S. 915. Setzt man angenähert $s_{49} \approx s$, so ergibt sich

$$s_{25} = \frac{s}{1 + s\,\mathsf{K}}. \tag{45}$$

In ähnlicher Weise wird der Wert je Energieeinheit des Pu^{239} aus seinem Mengenpreis h_v ermittelt. Das im Reaktor gebildete Pu^{239} ist, wie in Abschn. 5.141 ausgeführt, in einer Menge $\mathsf{K}\,s_{25}\,G$ vorhanden. Sein Wert ist also $\mathsf{K}\,s_{25}\,G\,h_v$. Durch Division mit der erzeugten elektrischen Arbeit A ergibt sich die Vergütung für das Pu^{239} je Energieeinheit

$$\Delta k_v = -\frac{s_{25}}{s}\,\frac{\mathsf{K}\,h_v}{\eta\,\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}}.$$

Unter Einführung des Preisfaktors $p_v = h_v/C_1$ und der Konstanten χ erhält man die Beziehung

$$\Delta k_v = -\chi \frac{s_{25}\,\mathsf{K}\,p_v}{s\,\eta} \tag{46}$$

und durch Vergleich mit den Kosten des Urans k_U in Gl. (38) schließlich

$$\Delta k_v = - s_{25} K \frac{p_v}{p_U} \cdot k_U . \tag{47}$$

Hierin ist p_v/p_U bei geringer Anreicherung in der Größenordnung Eins.

Die auf die Energieeinheit bezogenen Kosten der Wiederaufbereitung finden sich aus den Mengenkosten h_w nach Gl. (37) zu $k_w = \chi\, p_w/s\, \eta$, worin laut Gl. (34) und (35)

$$p_w = \frac{\bar{h}_w}{c\, C_1} \tag{49}$$

ist.

5.16 Diskussion der Stromerzeugungskosten zweier Atomkraftwerke*)

Die bisherigen Betrachtungen sollen dazu dienen, die bekannt gegebenen Stromerzeugungskosten zweier typischer Anlagen zu prüfen. Wir wählen hierzu ein amerikanisches und ein britisches Kraftwerk.

5.161 Yankee-Kraftwerk

Diese Anlage arbeitet mit einem Druckwasserreaktor und wird von Westinghouse in Zusammenarbeit mit Stone & Webster, Boston (Massachusetts), erstellt. In einer Veröffentlichung[1]) wird ausdrücklich betont, daß das Hauptziel größtmögliche Wettbewerbsfähigkeit mit konventionellen Kraftwerken sei.

Die für unsere Zwecke wichtigsten Angaben sind in Tab. **926.1** Spalte 1 zusammengestellt. Sie sind einem Bericht der OEEC[2]) entnommen, dessen Zahlen umgerechnet werden mußten, was jedoch ohne zusätzliche Annahmen geschehen konnte. Die Werte der Spalte 1 sollen nunmehr untersucht werden. Das Ergebnis findet man jeweils in Spalte 2.

Was die spezifischen Anlagekosten anlangt, so betragen sie nach der letzten Schätzung[3]) nicht 1230,— DM/kW, sondern 1785,— DM/kW, wozu dann noch 15% für die Bauzinsen kommen. Auch der Abbrand von 8200 MWd/t dürfte zu hoch sein, an anderer Stelle[4]) werden nur 6400 MWd/t angenommen. Wir wollen den Mittelwert $A_B = 7300$ MWd/t zugrunde legen. Das entspricht nach Gl. (25) einem Spaltfaktor

$$s = \frac{175\ \text{GWh/t}}{0{,}026 \cdot 22\ \text{GWh/kg}} = 30{,}6\,\%.$$

Den Gesamtwirkungsgrad bei $T = 6000$ Benutzungsstunden schätzen wir nach Abschn. 5.143 zu $\eta = 26\,\%$. Dann ergibt sich die Vollastdauer T_v aus Gl. (30) zu

$$T_v = \frac{s\, \eta\, G\, \mathcal{E}_{1\,\text{sp}}}{\mathcal{N}} = \frac{0{,}306 \cdot 0{,}26 \cdot 650\ \text{kg} \cdot 22\ \text{GWh/kg}}{134\ \text{MW}} = 8500\ \text{h}.$$

Hierin ist für das U^{235}-Gewicht 2,6% von 25 t U, also $G = 650$ kg eingesetzt. Die

*) **Anmerkung der Herausgeber:** Die von der OEEC genannten Zahlen sind zum größten Teil aus Angaben von Erbauern von Kernkraftwerken entstanden, die naturgemäß mit Optimismus an ihre Aufgabe herangehen. Die Herausgeber haben daher für Abschn. 5.1 bewußt einen Vertreter der präsumptiven Käufer von Kraftwerken um einen Beitrag gebeten, dessen Meinung wesentlich skeptischer ist. Wo die wahren Kosten endgültig liegen werden, kann erst weitere Erfahrung zeigen.

[1]) Reed, G. A., Creegan, R. I., Woodman, W. C., The Yankee Atomic Electric Plant, November 1956.

[2]) Report of the Steering Committee for the Nuclear Energy, September 1957.

[3]) Business Week, 12. Oktober 1957.

[4]) Nucleonics **16**, Nr. 3 (1957), 22.

Vollastdauer ist also 15 % niedriger als der von der OEEC angegebene Betrag von 10 000 h.

An Fabrikationskosten wird von der OEEC ein Betrag von 17,04 MDM[1]) genannt.

Da ein Brennsatz eine elektrische Arbeit von

$$\mathcal{A} = \mathcal{N} T_v = 134\,\text{MW} \cdot 8500\,\text{h} = 1140\,\text{GWh}$$

liefert, kostet die Fabrikation je Energieeinheit

$$k_f = \frac{17{,}04 \cdot 10^8\,\text{Dpf}}{11{,}40 \cdot 10^8\,\text{kWh}} = 1{,}496\,\text{Dpf/kWh}$$

und je Mengeneinheit Uran

$$\bar{k}_f = \frac{17{,}04\,\text{MDM}}{25\,\text{t}} = 682\,\text{DM/kg Uran},$$

also nur einen Bruchteil der Fabrikationskosten bei der Shippingport-Anlage (s. 5.135).

1 kg U^{235} kostet bei der U^{235}-Konzentration $c = 2{,}6\,\%$ nach Tab. **912.1** einen Betrag von 50440,—DM/kg. Also ist nach Gl. (38)

$$k_U = 0{,}455\,\text{Dpf/kWh} \cdot \frac{0{,}5044}{0{,}306 \cdot 0{,}26} = 2{,}88\,\text{Dpf/kWh}.$$

Die Transportkosten, bezogen auf die Energieeinheit, werden sich nach 5.136 in Verbindung mit den Gl. (34), (35) und (37) auf

$$k_{tr} = \chi \cdot \frac{p_{tr}}{s\,\eta} = 0{,}455\,\text{Dpf/kWh} \cdot \frac{0{,}0308}{0{,}306 \cdot 0{,}26} = 0{,}177\,\text{Dpf/kWh}$$

belaufen, so daß die Bruttobrennstoffkosten

$$k_B = k_U + k_f + k_{tr} = 4{,}56\,\text{Dpf/kWh}$$

betragen. Durch Multiplikation mit der errechneten Vollastdauer $T_v = 8500$ h nach Gl. (33) ergibt sich der Bruttopreis eines Brennsatzes

$$K_B = k_B \cdot T_v = 4{,}56\,\text{Dpf/kWh} \cdot 8500\,\text{h} = 388{,}\text{— DM/kW}.$$

Daraus können wir den Zinsverlust k_2 ermitteln. Schätzen wir den Faktor n des Brenninventars nach 5.132 zu $n = 2$, so ist nach Gl. (17)

$$k_2 = \frac{z_2 K_B}{T} \cdot \frac{n}{2} = \frac{(0{,}07/\text{a}) \cdot 388\,\text{DM/kW}}{6000\,\text{h/a}} \cdot \frac{2}{2} = 0{,}453\,\text{Dpf/kWh}.$$

Der Kapitaldienst beträgt nach Gl. (5) einschließlich der Bauzinsen

$$k_1 = \frac{z_1 (K + K')}{T} = \frac{(0{,}14/\text{a}) \cdot (1785 + 268)\,\text{DM/kW}}{6000\,\text{h/a}} = 4{,}79\,\text{Dpf/kWh}.$$

Die Betriebskosten errechnen sich nach Gl. (18) mit $z_3 = 5\,\%/\text{a}$ zu

$$k_3 = \frac{z_3 \cdot K}{T} = \frac{(0{,}05/\text{a}) \cdot 1785\,\text{DM/kW}}{6000\,\text{h/a}} = 1{,}488\,\text{Dpf/kWh}.$$

Die festen Kosten belaufen sich also auf

$$k_{\text{fest}} = k_1 + k_2 + k_3 = 6{,}73\,\text{Dpf/kWh}.$$

Für die Ermittlung der Gutschrift Δk beginnen wir mit dem Restwert des Urans. Dieser ist nach Gl. (44)

$$\Delta k_U = -(1 - s_{25}) \frac{p_U'}{p_U} k_U.$$

Nach Gl. (45) ist bei einem Umwandlungsfaktor $\mathsf{K} = 0{,}6$ angenähert

$$s_{25} = \frac{0{,}306}{1 + 0{,}306 \cdot 0{,}6} = 0{,}26.$$

[1]) MDM = Mega DM = Millionen DM, analog MW = Megawatt.

Die U^{235}-Konzentration ist von $c = 2{,}6\,\%$ auf $c' = c\,(1 - s_{25}) = 1{,}93\,\%$ gefallen und damit der Mengenpreis des U^{235} laut Tab. **912.**1 von 50440,— DM/kg auf 45600,— DM/kg. Also ist der Restwert des Urans

$$\Delta k_U = -0{,}74 \cdot \frac{0{,}4560}{0{,}5044} \cdot 2{,}88\ \text{Dpf/kWh} = -1{,}93\ \text{Dpf/kWh}.$$

Die Vergütung für das entstandene Pu^{239} folgt aus Gl. (47)

$$\Delta k_v = -s_{25}\,\mathsf{K}\,\frac{p_v}{p_U}\,k_U = -0{,}26 \cdot 0{,}6 \cdot \frac{0{,}500}{0{,}5044} \cdot 2{,}88\ \text{Dpf/kWh} = -0{,}456\ \text{Dpf/kWh}.$$

Für die Wiederaufbereitungskosten übernehmen wir den gemäß den Darlegungen in 5.139 hochsubventionierten Wert von

$$k_w = 0{,}19\ \text{Dpf/kWh},$$

den wir deswegen aber nur als „Erinnerungsposten" gelten lassen.

Die Gutschrift beträgt also (Zeile 29)

$$\Delta k = \Delta k_U + \Delta k_v + k_w = -2{,}20\ \text{Dpf/kWh},$$

d. i. 48,2 % der Bruttobrennstoffkosten.

Die gesamten Stromerzeugungskosten ab Kraftwerk belaufen sich also auf

$$k = k_{\text{fest}} + k_B + \Delta k = 9{,}09\ \text{Dpf/kWh}.$$

Die errechneten Kostenanteile sind in Spalte 2 der Tab. **926.**1 eingetragen.

Als Ergebnis stellen wir fest, daß die Stromerzeugungskosten eines in Deutschland erstellten Kraftwerks des Yankee-Typs fast doppelt so hoch sein werden, wie von der OEEC (Spalte 1) hierfür errechnet worden ist.

5.162 Britisches Atomkraftwerk

Die ersten britischen Atomkraftwerke, die ausschließlich der Stromerzeugung dienen, werden nach dem Muster von Calder Hall gebaut, haben also einen graphit-moderierten, gasgekühlten Reaktor. Es handelt sich hierbei um folgende Anlagen[1]):

Ort	Wärmeleistung MW	El. Netto-leistung MW	η %	Uranfüllung t	Fertig-stellung
Berkeley	2×530	275	25,9	2×250	1960
Bradwell	2×531	300	28,2	2×240	1960
Hunterston	2×535	320	29,9	2×249	1961
Hinkley Point	2×966	500	25,9	2×375	1962

Diese Anlagen haben je zwei Reaktoren. Angaben über die Stromerzeugungskosten eines 150 MW-Atomkraftwerks mit nur einem Reaktor stammen von der OEEC. Sie sind in der Spalte 3 der Tab. **926.**1 wiedergegeben. Die meisten Angaben sind allerdings sehr summarisch; es ist aber möglich, sie ohne Willkür zu spezifizieren, was zunächst geschehen soll. Es kosten hiernach je Mengeneinheit Uran

Eine Füllung 58,8 MDM/ 250 t =	235,— DM/kg
Natürliches Uran	170,— DM/kg
also die Fabrikation	65,— DM/kg

Um die Kosten je Energieeinheit zu ermitteln, benötigt man die Kenntnis der elektrischen Arbeit je Mengeneinheit Uran des Brennsatzes. Aus der von der OEEC angegebenen Verweilzeit im Reaktor $t_B = 5{,}9$ a und aus dem Ausnutzungsfaktor $\alpha = 70\,\%$

[1]) Nucleonics **16**, Nr. 6 (1958), 23 und Englische Rundschau, 25. April 1958, S. 142.

folgt nach Gl. (12) die Vollastdauer $T_v = 0{,}70 \cdot 5{,}9\ \mathrm{a} = 4{,}13\ \mathrm{a}$. Aber diese Zahl steht im Widerspruch zu anderen Angaben. Denn aus Gl. (30) folgt für die Vollastdauer

$$T_v = \frac{s\,\eta\,G\,\mathcal{E}_{1\,\mathrm{sp}}}{\mathcal{N}} = \frac{0{,}458 \cdot 0{,}259 \cdot 1760\ \mathrm{kg} \cdot 22\ \mathrm{GWh/kg}}{150\ \mathrm{MW}} = 30\,600\ \mathrm{h} = 3{,}50\ \mathrm{a}$$

und hieraus[1]) die Verweilzeit im Reaktor

$$t_B = \frac{T_v}{\alpha} = \frac{3{,}50\ \mathrm{a}}{0{,}70} = 5{,}0\ \mathrm{a}.$$

In Spalte 3 Zeile 11 und 13 sind die korrigierten Werte für T_v und t_B und nicht die OEEC-Werte eingetragen, um mit den übrigen Angaben in Einklang zu bleiben.

Mit Hilfe dieser Vollastdauer errechnet sich die vom ganzen Brennsatz erzeugte elektrische Arbeit zu

$$\mathcal{A} = 150\ \mathrm{MW} \times 30\ 600\ \mathrm{h} = 4590\ \mathrm{GWh},$$

also je Mengeneinheit Uran im Brennsatz

$$\mathcal{A}/\bar{G} = 4590\ \mathrm{GWh}/250\ \mathrm{t} = 18\ 360\ \mathrm{kWh/kg}.$$

Mittels dieser elektrischen Arbeit je Mengeneinheit U ergeben sich folgende auf die Energieeinheit bezogenen Kosten für das Uran und für die Fabrikation

Uran $k_U = 170$ DM/18 360 kWh =	0,927 Dpf/kWh
Fabrikation $k_f = 65$ DM/18 360 kWh =	0,354 Dpf/kWh
Summe $k_B = k_U + k_f =$	1,281 Dpf/kWh,

wobei die Transportkosten außer acht gelassen sind ($k_{tr} = 0$).

Der OEEC-Bericht gibt als Nettobrennstoffkosten $k_B + \Delta k = 0{,}840$ Dpf/kWh an. Für die Gutschrift bleibt also 1,281 — 0,840 = 0,441 Dpf/kWh. Da 1 kg U eine elektrische Arbeit von 18 360 kWh erzeugt, wird somit für den verbrauchten Brennsatz 81,— DM/kg gutgeschrieben, also für den ganzen Brennsatz von 250 t U der Betrag von 20,25 MDM. Da ein frischer Brennsatz 58,8 MDM kostet, beträgt die Gutschrift 34,5 % des Kaufpreises.

Das Uran im ausgebrannten Brennstoff lassen wir wegen der Verarmung an U^{235} unbewertet ($\Delta k_U = 0$). Als Wiederaufbereitungskosten werden 30.— DM/kg U angegeben[2]). Die Plutonium-Menge in 1 kg Uran wird also im extrahierten Zustand mit 81,— + 30,— = 111,— DM/kg U bewertet. Nach Fig. **925.1** b wird je 1 t verbrauchter Brennsatz bei 3000 MWd/t ein Pu^{239}-Gehalt von 1,55 kg erwartet. Das Pu^{239} wird demnach mit 71 500,— DM/kg Pu im extrahierten Zustand vergütet, vorausgesetzt natürlich, daß die Wiederaufbereitung nur 30.— DM/kg U kostet[3]).

Da 1 kg U eine elektrische Arbeit von 18 360 kWh liefert, beträgt die

Vergütung für das Pu^{239} $\Delta k_v = -111$ DM/18 360 kWh =	– 0,604 Dpf/kWh
die Kosten für die Aufbereitung $k_w = +30$ DM/18 360 kWh =	+ 0,164 Dpf/kWh
also ist die Gutschrift $\Delta k =$	– 0,440 Dpf/kWh

welche Werte in den Zeilen 28 bis 30 der Spalte 3 der Tab. **926.1** eingetragen sind.

Wir gehen nun an die Beurteilung der eben spezifizierten OEEC-Werte. Die sich dabei ergebenden neuen Ziffern sind in Spalte 4 der Tab. **926.1** aufgeführt.

[1]) Für das Hunterston-Kraftwerk, dem die hier besprochene, allerdings nur halb so große Anlage (ein Reaktor statt zwei) im wesentlichen entspricht, ist in 5.144 sogar nur $T_v = 28\ 800\ \mathrm{h} = 3{,}29\ \mathrm{a}$ festgestellt worden, obwohl dort ein höherer Wirkungsgrad angenommen ist.

[2]) Armand, L., Etzel, F., und Giordani, F., Ziele und Aufgaben für Euratom, Mai 1957, S. 80.

[3]) Wie in 5.139 dargelegt, sind diese Wiederaufbereitungskosten nur durch hohe Subvention möglich.

Die spezifischen Anlagekosten eines 150 MW-Atomkraftwerks des Calder Hall-Typs werden von J. M. Kay etwas höher geschätzt[1]), nämlich zu $K = 1620$ DM/kW. Zwei englische Angebote an das RWE vom Juni und Juli 1958 auf ein 250 MW-Atomkraftwerk beziffern die spezifischen Anlagekosten zu 1400 bzw. 1565 DM/kW. Rechnet man diese Preise mit Hilfe der Kostendegressionsgleichung in 5.131, also mit der dritten Wurzel aus der Leistung auf 150 MW um, so erhält man 1660 bzw. 1860 DM/kW. Wir wählen den niedrigeren Preis (Spalte 4, Zeile 3). Hierzu treten noch 15% Bauzinsen, also $K' = 249$ DM/kW.

Für den Kapitaldienst setzen wir wiederum $z_1 = 14\,\%$ und für die Benutzungsdauer $T = 6000$ h/a. Dann belaufen sich die Kapitalkosten auf

$$k_1 = \frac{(0{,}14/\mathrm{a}) \cdot (1660 + 249)\,\mathrm{DM/kW}}{6000\,\mathrm{h/a}} = 4{,}45\,\mathrm{Dpf/kWh}.$$

und die Betriebskosten nach Gl. (18) auf

$$k_3 = \frac{(0{,}05/\mathrm{a}) \cdot 1660\,\mathrm{DM/kW}}{6000\,\mathrm{h/a}} = 1{,}383\,\mathrm{Dpf/kWh}.$$

Ein Brennsatz kostet je Mengeneinheit nach 5.134 bis 5.136

Uran $\bar{h}_U$	170 DM/kg
Fabrikation $\bar{h}_f$	70 DM/kg
Transport $\bar{h}_{tr}$	18 DM/kg
Brennsatz	258 kg/DM

und daraus je Leistungseinheit

$$K_B = 258\,\mathrm{DM/kg} \times 250\,\mathrm{t}/150\,\mathrm{MW} = 430\,\mathrm{DM/kW}.$$

Hieraus ergeben sich die Zinsverluste nach Gl. (17) mit $n = 1{,}3$ laut 5.132

$$k_2 = \frac{(0{,}07/\mathrm{a}) \cdot 430\,\mathrm{DM/kg}}{6000\,\mathrm{h/a}} \cdot \frac{1{,}3}{2} = 0{,}327\,\mathrm{Dpf/kWh}.$$

Die festen Kosten sind als

$$k_{\mathrm{fest}} = k_1 + k_2 + k_3 = 6{,}16\,\mathrm{Dpf/kWh}.$$

Für den Abbrand rechnet das eine Angebot mit 3000 MWd/t. Das andere Angebot gibt 3500 bis 4360 MWd/t an, was durch geeignete Umsetzung der Brennelemente erreicht werden soll. Für den Fall, daß der Abbrand geringer ausfällt, wird als Entschädigung der Rückkaufpreis der Brennelemente erhöht, was, so behauptet die Herstellerfirma, im Effekt auf eine Garantie des Abbrandes hinauskäme. Aber dies ist keineswegs der Fall. Denn gerade in dem in Frage kommenden Intervall zwischen 2500 und 3500 MWd/t tritt noch keine Erhöhung des Rückkaufpreises ein, er ist hier konstant gleich 60 DM/kg; er müßte aber bei 2500 MWd/t schon 120 DM/kg betragen, um die Verringerung des Abbrandes geldlich aufzuwiegen. Die Erhöhung beginnt erst, wenn der Abbrand unter 2500 MWd/t sinkt. Deswegen dürfte der Abbrand kaum höher als $\mathcal{A}_B = 2750\,\mathrm{MWd/t} = 66\,\mathrm{GWh/t}$ anzunehmen sein. Mit diesem Wert ist der Spaltfaktor nach Gl. (25)

$$s = \frac{\mathcal{A}_B}{c\,\mathcal{E}_{1,\mathrm{sp}}} = \frac{66\,\mathrm{GWh/t}}{0{,}714\,\% \cdot 22\,\mathrm{GWh/kg}} = 42\,\%.$$

Den Jahreswirkungsgrad der Anlage schätzen wir nach 5.143 auf $\eta = 25{,}0\,\%$. Aus Spaltfaktor und Wirkungsgrad ergibt sich dann die Vollastdauer nach Gl. (30) zu

$$T_v = \frac{s\,\eta\,G\,\mathcal{E}_{1,\mathrm{sp}}}{\mathcal{N}} = \frac{0{,}42 \cdot 0{,}25 \cdot 1760\,\mathrm{kg} \cdot 22\,\mathrm{GWh/kg}}{150\,\mathrm{MW}} = 27100\,\mathrm{h} = 3{,}10\,\mathrm{a}.$$

Hieraus folgt die Verweilzeit im Reaktor nach Gl. (12)

$$t_B = \frac{T_v}{\alpha} = \frac{3{,}10\,\mathrm{a}}{0{,}685} = 4{,}52\,\mathrm{a}$$

[1]) Kay, J. M., Financial Times, 1. Juli 1957, S. 48.

und die elektrische Arbeit des ganzen Brennsatzes

$$\mathcal{A} = \mathcal{N} T_v = 150 \text{ MW} \cdot 27100 \text{ h} = 4065 \text{ GWh}$$

sowie die elektrische Arbeit je Mengeneinheit Uran

$$\mathcal{A}/\bar{G} = \frac{4065 \text{ GWh}}{250 \text{ t}} = 16260 \text{ kWh/kg}.$$

Hieraus ergeben sich in Verbindung mit den obigen Brennsatzkosten je Mengeneinheit Uran die Bruttobrennstoffkosten je Energieeinheit wie folgt:

Uran $k_U = 170$ DM/16260 kWh =	1,046 Dpf/kWh
Fabrikation $k_f = 70$ DM/16260 kWh =	0,431 Dpf/kWh
Transport $k_{tr} = 18$ DM/16260 kWh =	0,111 Dpf/kWh
Summe $k_B = k_U + k_f + k_{tr}$ =	1,588 Dpf/kWh

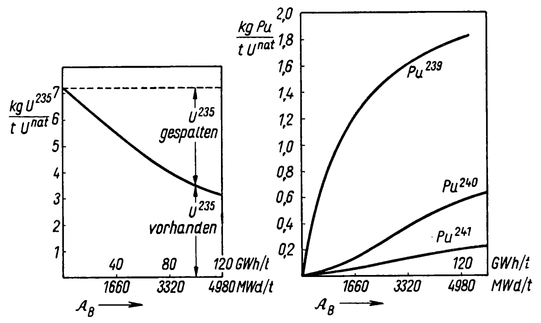
Die Ergebnisse stehen in den Zeilen 23 bis 26 der Spalte 4 von Tabelle **926.1**.

Um schließlich noch die Gutschrift zu ermitteln, benutzen wir Angaben aus den beiden oben erwähnten Angeboten an das RWE. Danach wird für einen verbrauchten Brennsatz 60 DM/kg vergütet. Für die Wiederaufbereitung rechnet die britische Atombehörde in der geplanten großen Aufbereitungsanlage (vgl. 5.139) mit 30 DM/kg; also wird das Pu^{239} mit 90 DM je kg Brennsatz bewertet, wobei wir wiederum den Restwert des im verbrauchten Brennsatz enthaltenen Urans infolge der Verarmung an U^{235} unbewertet lassen. Da 1 kg Uran während der Verweilzeit im Reaktor eine elektrische Arbeit von 16260 kWh liefert, so ergeben sich folgende Werte, bezogen auf die Energieeinheit:

Vergütung für Pu^{239} $k_v = -90$ DM/16260 kWh =	$-0{,}554$ Dpf/kWh
Wiederaufbereitung $k_w = +30$ DM/16260 kWh =	$+0{,}185$ Dpf/kWh
Gutschrift Δk =	$-0{,}369$ Dpf/kWh

Obwohl diese Wiederaufbereitungskosten nach 5.139 nur durch eine hohe Subvention ermöglicht werden, wollen wir diesen Wert sowie die Gutschrift in unsere Rechnung (Spalte 4, Zeilen 27 bis 30) einsetzen, jedoch wiederum nur als „Erinnerungsposten".

Aus der Fig. **925.1**b entnimmt man übrigens, daß in 1 t U bei einem Abbrand von 66 GWh/t die Menge von 1,50 kg Pu^{239} enthalten ist; also wird das Pu^{239} mit 90000 DM/1,5 kg = 60000 DM/kg, bewertet. Das ist weniger als der oben aus den OEEC-Angaben errechnete Wert von 71500 DM/kg, aber immer noch höher als der für langfristige Überlegungen empfohlene Wert von 50000 DM/kg Pu^{235}.



925.1a (links) U^{235}-Gehalt von natürlichem Uran als Funktion des Abbrands

925.1b Plutonium-Gehalt von natürlichem Uran als Funktion des Abbrands (nach einer Mitteilung bei einem Besuch in Harwell)

Die Stromerzeugungskosten ergeben sich schließlich zu

$$k = k_{\text{fest}} + k_B + \Delta k = 7{,}38 \text{ Dpf/kWh}.$$

Sie sind also um 80% höher als der von der OEEC angegebene Betrag.

926.1 Neuberechnung der Stromerzeugungskosten zweier Atomkraftwerke

		1	2	3	4	
		Yankee-Anlage		Anlage nach dem Calder Hall-Typ		
		OEEC	Verfasser	OEEC	Verfasser	
1 Jahr der Inbetriebsetzung		1960	–	1960/61	–	1
2 Elektrische Nettoleistung N	MW	134	134	150	150	2 N
3 Spezifische Anlagekosten K (ohne Entwicklungskosten, ohne Bauzinsen, ohne Brennstoff)	DM/kW	1230,–	1785,–	1520,–	1660,–	3 K
4 Bauzinsen $K' = 15\%$ von K	DM/kW	–	268,–	–	249,–	4 K'
5 Spezifische Bruttokosten eines Brennsatzes K_B	DM/kW	366,–	388,–	392,–	430,–	5 K_B
6 Brennstoff (Art und Menge) G	t	25 t anger. U	25 t anger. U	250 t nat. metall. U	250 t nat. metall. U	6 G
7 U^{235}-Konzentration c	%	2,6	2,6	0,714	0,714	7 c
8 U^{235}-Gewicht G	kg	650	650	1760	1760	8 G
9 Abbrand A_B	MWd/t	8200	7300	3000	2750	9 A_B
10 Spaltfaktor s	%	34,4	30,6	45,8	42,0	10 s
11 Vollastdauer T_v	h bzw. a	10000 h = 1,14 a	8500 h = 0,97 a	30600 h = 3,5 a	27100 h = 3,10 a	11 T_v
12 Jährliche Benutzungsdauer T bzw. Ausnutzungsfaktor α	h/a bzw. %	6120 h/a ≙ 70%	6000 h/a ≙ 68,5%	6120 h/a ≙ 70%	6000 h/a ≙ 68,5%	12 T
13 Verweilzeit im Reaktor $t_B = T_v/\alpha$	a	1,63	1,42	5,0	4,52	13 t_B
14 Gesamtwirkungsgrad η	%	27,9	26,0	25,9	25,0	14 η
15 Brennstoffinventar als Vielfaches der Brennstoffmenge im Reaktor n	–	1,3	2,0	1,0	1,3	15 n
16 Jährlicher Kapitaldienst (Zinsen, Abschreibung, Steuer, Versicherung, Allg. Verwaltung) z_1	%	10	14	10	14	16 z_1
17 Zinsfuß für den Brennsatz z_2	%	7,2	7	8,2	7	17 z_2
18 Jährliche Betriebskosten in Prozenten der Anlagekosten z_3	%	2,09	5	1,18	5	18 z_3
19 Kapitalkosten (einschl. Bauzinsen, falls solche in Zeile 4 angegeben) k_1	Dpf/kWh	2,00	4,79	2,48	4,65	19 k_1
20 Zinsverlust k_2	Dpf/kWh	0,56	0,45	0,53	0,36	20 k_2
21 Betriebskosten k_3	Dpf/kWh	0,42	1,49	0,29	1,35	21 k_3
22 Feste Kosten $k_{fest} = k_1 + k_2 + k_3$	Dpf/kWh	2,98	6,73	3,30	6,36	22 k_{fest}
23 Urankosten der Brennelemente k_U	Dpf/kWh	2,39	2,88	0,93	1,05	23 k_U
24 Fabrikationskosten der Brennelemente k_f	Dpf/kWh	1,27	1,50	0,35	0,43	24 k_f
25 Transportkosten der Brennelemente einschl. Rücktransport, Versicherung und Zölle k_{tr}	Dpf/kWh	–	0,18	–	0,11	25 k_{tr}
26 Brutto-Brennstoffkosten $k_B = k_U + k_f + k_{tr}$	Dpf/kWh	3,66	4,56	1,28	1,59	26 k_B
27 Restwert des Urans Δk_U	Dpf/kWh	– 1,56	– 1,93	–	–	27 Δk_U
28 Vergütung für Plutonium Δk_v	Dpf/kWh	– 0,45	– 0,46	– 0,60	– 0,55	28 Δk_v
29 Wiederaufbereitungskosten k_w	Dpf/kWh	+ 0,19	+ 0,19[1]	+ 0,16	+ 0,18[1]	29 k_w
30 Gutschrift $\Delta k = \Delta k_U + \Delta k_v + k_w$	Dpf/kWh	– 1,82	– 2,20	– 0,44	– 0,37	30 Δk
31 Erzeugungskosten $k = k_{fest} + k_B + \Delta k$	Dpf/kWh	4,82	9,09	4,14	7,38	31 k

[1]) Subventionswert, nur als Erinnerungsposten.

5.163 Kostengleichung

Bei der Neuberechnung der Kosten in der Tab. **926.**1 für das Yankee-Kraftwerk (Spalte 2) und für ein britisches Kraftwerk (Spalte 4) wurden ganz bestimmte Werte für Spaltfaktor, Benutzungsdauer und Wirkungsgrad zugrunde gelegt, die als wahrscheinlich angesehen wurden. Die Stromerzeugungskosten sollen nun für andere Werte ermittelt werden. Damit die ganze Rechnung nicht wiederholt werden muß, wird folgender Weg beschritten.

Gl. (1) lautet:

$$k = k_{\text{fest}} + k_B + \Delta k. \tag{50}$$

Aus Gl. (2) in Verbindung mit den Gl. (5), (17) und (18) folgt zunächst die bekannte Tatsache, daß die festen Kosten k_{fest} umgekehrt proportional der Benutzungsdauer bzw. dem Ausnutzungsfaktor α sind. Wir können also schreiben

$$k_{\text{fest}} = \frac{a}{\alpha}, \tag{51}$$

worin a eine Konstante ist.

Gl. (41) andererseits zeigt, daß die Brutto-Brennstoffkosten k_B umgekehrt proportional dem Produkt aus Spaltfaktor und Wirkungsgrad ist, so daß

$$k_B = \frac{b'}{s\,\eta} \tag{52}$$

gesetzt werden kann, worin b' eine andere Konstante ist.

Die Gutschrift Δk zerlegen wir laut Gl. (4) in

$$\Delta k = \Delta k_{\text{U}} + \Delta k_v + k_w.$$

Die ersten beiden Glieder rechts wollen wir unter Einführung einer weiteren Konstanten b'' laut Gl. (43) und (46) angenähert schreiben

$$\Delta k_{\text{U}} + \Delta k_v = \frac{b''}{s\,\eta}. \tag{53}$$

Mit

$$b' + b'' = b \tag{54}$$

erhält Gl. (43) die Form

$$k = \frac{a}{\alpha} + \frac{b}{s\,\eta} + k_w. \tag{55}$$

Obwohl die Wiederaufbereitungskosten k_w genauso wie das mittlere Glied umgekehrt proportional $s\eta$ sind, haben wir davon Abstand genommen, die beiden letzten Summanden der Gl. (55) zu einem Term zusammenzufassen, da k_w nur unsicher bekannt ist und daher besser getrennt bleibt.

Wir bestimmen nun für unsere beiden Atomkraftwerke die Konstanten a und b aus den Gl. (51) bzw. (52) bis (54) zu

$$a = k_{\text{fest}} \cdot \alpha \tag{56}$$

und

$$b = (k_B + \Delta k_{\text{U}} + \Delta k_v) \cdot s\eta, \tag{57}$$

indem wir die vier k-Werte, ferner α, s und η den Spalten 2 und 4 der Tab. **926.**1 entnehmen.

Wir erhalten so für das Yankee-Kraftwerk (134 MW)

$$k = \left(\frac{4{,}61}{\alpha} + \frac{0{,}1726}{s\,\eta}\right) \text{Dpf/kWh} + k_w \tag{58}$$

und für das britische Kraftwerk nach dem Calder Hall-Typ (150 MW)

$$k = \left(\frac{4{,}22}{\alpha} + \frac{0{,}109}{s\,\eta}\right) \text{Dpf/kWh} + k_w, \tag{59}$$

so daß wir nunmehr in der Lage sind, die Stromerzeugungskosten für beliebige andere Werte von α, s und η zu errechnen. Die Werte für k_w aus Tab. **926.**1 Zeile 29,

nämlich $k_w = 0{,}19$ bzw. 0,18 Dpf/kWh, haben wir nicht eingesetzt, damit es unbenommen bleibt, diese Subventionswerte oder die vielmals höheren kommerziellen Kosten zu wählen.

Beim Vergleich der Gl. (58) und (59) ist zu beachten, daß die Yankee-Anlage eine etwas kleinere elektrische Leistung hat als die britische Anlage. Wir wollen daher beide Atomkraftwerke auf die gleiche Leistung beziehen und wählen hierfür eine elektrische Nettoleistung von $\mathcal{N} = 200$ MW. Die spezifischen Anlagekosten in Zeile 3 rechnen wir gemäß der in Gl. (6) angenommenen Kostendegression mit der dritten Wurzel der Leistung um und erhalten so für das Yankee-Kraftwerk die neue Konstante

$$a = 4{,}61 \text{ Dpf/kWh} \sqrt[3]{\frac{134 \text{ MW}}{200 \text{ MW}}} = 4{,}04 \text{ Dpf/kWh}$$

und für das britische Kraftwerk

$$a = 4{,}22 \text{ Dpf/kWh} \sqrt[3]{\frac{150 \text{ MW}}{200 \text{ MW}}} = 3{,}82 \text{ Dpf/kWh}.$$

Für den Wirkungsgrad nehmen wir die Werte der Zeile 14, nämlich $\eta = 26\%$ bzw. $\eta = 25\%$.

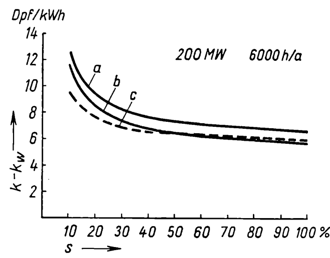
Mit diesen Annahmen ergeben sich folgende Kostengleichungen für ein 200 MW-Atomkraftwerk:

Yankee-Typ $$k = \left(\frac{4{,}04}{\alpha} + \frac{0{,}664}{s}\right) \text{Dpf/kWh} + k_w, \tag{60}$$

Calder Hall-Typ $$k = \left(\frac{3{,}82}{\alpha} + \frac{0{,}436}{s}\right) \text{Dpf/kWh} + k_w. \tag{61}$$

Zur Vervollständigung soll noch die Gleichung für eine 200 MW-Anlage mit Siedewasser-Reaktor angegeben werden. Schätzt man die Anlagekosten um 15% niedriger als beim Yankee-Typ (vgl. Abschnitt 5.131) und behält die übrigen Annahmen bei, so lautet die Kostengleichung für den Siedewasser-Typ

$$k = \left(\frac{3{,}43}{\alpha} + \frac{0{,}664}{s}\right) \text{Dpf/kWh} + k_w. \tag{62}$$



928.1 Stromerzeugungskosten ohne Wiederaufbereitungskosten $(k - k_w)$ dreier Atomkraftwerke: a) Yankee-Typ, b) Siedewasser-Reaktor, c) Calder-Hall-Typ in Abhängigkeit vom Spaltfaktor. Elektrische Nettoleistung 200 MW, Benutzungsdauer $T = 6000$ h/a.

In Fig. **928.**1 sind die Stromerzeugungskosten ohne Berücksichtigung der unbekannten Wiederaufbereitungskosten, also die Werte $k - k_w$ gemäß Gl. (60) bis Gl. (62) aufgetragen. Als Abszisse ist der Spaltfaktor s gewählt, für die Benutzungsdauer ist $T = 6000$ h/a, also $\alpha = 68{,}5\%$ angenommen. Diese Kurven dürfen natürlich nicht unbesehen benutzt werden, da die tatsächlichen Anlagekosten beider Atomkraftwerke in schlüsselfertigem Zustand einschließlich Gelände und Geländeaufschluß nicht hinreichend genau bekannt sind. Die Gl. (60) bis (62) und damit auch die Kurven lassen sich jedoch für andere Anlagekosten durch Änderung des Faktors a auf die einfachste Weise umrechnen. Schließlich sind zu den Ordinaten $k - k_w$ die wirklichen Wiederaufbereitungskosten k_w hinzuzuschlagen, um die endgültigen Stromerzeugungskosten k zu erhalten.

5.164 Schlußbemerkung

Ziel dieses Abschnitts war die Analyse der veröffentlichten Angaben über die Stromerzeugungskosten zweier typischer Atomkraftwerke. Das Ergebnis ist, daß die tatsächlichen Kosten wesentlich höher liegen. Von einer Wettbewerbsfähigkeit der Atom-

kraftwerke mit Kohlekraftwerken kann daher vorläufig noch nicht gesprochen werden.

Einige Einschränkungen sind jedoch zu machen. Erstens wurde nur die derzeitige Kostenlage untersucht. Da schon diese voller Ungewißheiten ist (Höhe des Abbrandes, Lebensdauer des Reaktors, offene und versteckte Subventionen), hat es wenig Sinn, die künftigen Kosten voraussagen zu wollen. Zweitens erstrecken sich die Überlegungen ausschließlich auf Typen, die nach dem augenblicklichen Stand der Technik für große Leistungen in Betracht kommen: solche mit Druckwasserreaktoren (bei Siedewasserreaktoren werden die Verhältnisse ähnlich liegen) und solche mit gasgekühlten Graphit-Reaktoren. Es ist durchaus möglich, daß andere noch in der Entwicklung befindliche oder jetzt noch unbekannte Typen besser abschneiden werden. Und drittens gelten die ermittelten Gestehungskosten nur für Deutschland und Länder mit ähnlichen Geld- und Kapitalverhältnissen.

5.2 Gesetzliche Vorschriften und Versicherungsprobleme*)

5.21 Kernenergierecht

5.211 Rechtslage bis zum Inkrafttreten eines Bundesatomgesetzes

Es gibt bisher kein Gesetz, das die Erforschung und Nutzung der Kernenergie zu friedlichen Zwecken für das Gebiet der Bundesrepublik Deutschland ordnet. Zur Zeit gilt noch das Gesetz Nr. 22 der Alliierten Hohen Kommission (AHK) vom 2. 3. 1950 betreffend die Überwachung von Stoffen, Einrichtungen und Ausrüstungen auf dem Gebiete der Atomenergie in der Fassung der Gesetze Nr. 53 vom 26. 4. 1951 und Nr. 68 vom 14. 12. 1951[1])[2]). Dieses Gesetz hatten die Besatzungsmächte erlassen, um in Deutschland einerseits die militärische Anwendung der Kernenergie auszuschließen und andererseits den Aufbau einer friedlichen Atomwirtschaft zu verhindern. Es ist infolgedessen ein reines Verbotsgesetz, das Ausnahmegenehmigungen nur für bestimmte Fälle vorsieht[3]). Das Gesetz Nr. 22 kann seit der Wiedererlangung der Souveränität durch den deutschen Gesetzgeber aufgehoben werden. Da es jedoch noch Schutzfunktionen in bezug auf die Abwehr von Gefahren bei der friedlichen Nutzung der Kernenergie zu erfüllen hat, muß bei der Aufhebung gleichzeitig eine andere Regelung an seine Stelle treten.

Durch das Gesetz Nr. 22 werden Forschung und Entwicklung behindert, obwohl eine Reihe von Vorschriften, wie z. B. die über den Umgang mit natürlichen und künstlichen radioaktiven Verbindungen und Stoffen, nicht auf Gegenstände anzuwenden ist, die Zwecken von Forschungs- und Ausbildungsstätten, von medizinischen Instituten und Museen dienen. Einige Länder haben deshalb in Landesatomgesetzen oder -verordnungen bestimmte Verbote dieses Gesetzes, vor allem das über die Errichtung von Reaktoren, aufgelockert. Bisher sind folgende Landesgesetze erlassen worden:

Baden-Württemberg: Gesetz zur vorläufigen Regelung der Anwendung von Kernenergie vom 12. 5. 1958 (GBl. S. 129),

*) Verfaßt von A. Hocker, Bad Godesberg

[1]) Vgl. Amtsblatt der Alliierten Hohen Kommission S. 122, 882 und 1361.

[2]) Das Gesetz wird im folgenden als „Gesetz Nr. 22“ zitiert.

[3]) Zuständig für Ausnahmegenehmigungen ist seit dem 1. 1. 1957 das Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft. Zum gegenwärtigen Rechtszustand vgl. auch die Durchführungsverordnung Nr. 1 zum Gesetz Nr. 22 vom 28. 4. 1951 (Amtsblatt der Alliierten Hohen Kommission S. 883) und die Allgemeine Genehmigung auf Grund der AHK-Gesetze Nr. 22/53/68 vom 10. 1. 1957 (Bundesanzeiger vom 12. 1. 1957 (Nr. 8), S. 1).

B a y e r n : Gesetz zur vorläufigen Regelung der Errichtung und des Betriebs von Kernreaktoren und der Anwendung radioaktiver Isotope vom 13. 7. 1957 (GVBl. S. 147) und Erste Verordnung zum Schutz der Allgemeinheit vor radioaktiven Gefährdungen vom 29. 8. 1957 (GVBl. S. 183),

B e r l i n : Gesetz zur Regelung der wissenschaftlichen Anwendung der Kernenergie (Atomgesetz) vom 26. 6. 1958 (GVBl. S. 563),

H a m b u r g : Gesetz zur vorläufigen Anwendung der Kernenergie vom 18. 10. 1957 (GVBl. S. 465),

H e s s e n : Gesetz zur vorläufigen Regelung der Errichtung und des Betriebs von Kernreaktoren für Forschungszwecke und des Strahlenschutzes vom 1. 10. 1957 (GVBl. S. 141),

N o r d r h e i n - W e s t f a l e n : Gesetz zur vorläufigen Regelung der Errichtung und des Betriebs von Atomanlagen vom 4. 2. 1958 (GVBl. S. 39),

S c h l e s w i g - H o l s t e i n : Gesetz über die Errichtung und den Betrieb von Kernreaktoren für Forschung und Lehre und zur Regelung des Strahlenschutzes (noch nicht veröffentlicht).

Diese Landesgesetze sind als Übergangsregelungen zu betrachten. Zur Wahrung der Rechts- und Wirtschaftseinheit ist ein Bundesatomgesetz erforderlich, das vor allem die Haftungs- und Versicherungsfragen einheitlich regelt und das die Rechtsgrundlage für eine wirksame Strahlenschutzverordnung schafft. Der Entwurf für ein Bundesatomgesetz liegt seit 1956 vor. Er wurde in der 2. Wahlperiode des Deutschen Bundestages in den Ausschüssen abschließend behandelt, aber nicht mehr verabschiedet, weil die vorgeschlagene Ergänzung des Grundgesetzes, die die Gesetzgebungskompetenz des Bundes begründen sollte, bei der Schlußberatung nicht die erforderliche Zweidrittelmehrheit fand. Die Konzeption dieses Entwurfs für ein Bundesatomgesetz ist den weiteren Ausführungen zugrunde gelegt. Wo neue Einsichten eine Abänderung des Entwurfs angezeigt erscheinen lassen, ist das angedeutet. Im übrigen werden unterschieden:

der R e g i e r u n g s e n t w u r f , das ist der von der Bundesregierung vorgelegte Entwurf eines Atomgesetzes (Deutscher Bundestag 2. Wahlperiode 1953 Drucksache 3026 Anlage 1 b) und

die sog. A u s s c h u ß f a s s u n g , das ist die Fassung, die der Regierungsentwurf nach der Beratung im Bundestagsausschuß für Atomfragen erhalten hat (Deutscher Bundestag 2. Wahlperiode 1953 Drucksache 3502 mit dem Schriftlichen Bericht zu Drucksache 3502).

Die Stellungnahme des Bundesrats zum Regierungsentwurf findet sich in der Anlage 2b der Drucksache 3026, die Stellungnahme der Bundesregierung zu den Änderungsvorschlägen und Empfehlungen des Bundesrats in der Anlage 3 der Drucksache 3026. Wenn im folgenden ohne näheren Hinweis auf das „Atomgesetz" Bezug genommen ist oder ein Paragraph ohne weitere Angabe zitiert wird, ist die Ausschußfassung des Entwurfs eines Atomgesetzes angesprochen.

5.212 Grundgedanken des Atomgesetzes

Das Atomgesetz hat zum Z i e l :

die friedliche Verwendung der Kernenergie zu fördern,

die Allgemeinheit vor den Gefahren der Kernenergie zu schützen,

die Erfüllung internationaler Verpflichtungen auf dem Gebiete der Kernenergie und des Strahlenschutzes zu sichern.

Im Rahmen dieser Zielsetzung läßt das Atomgesetz die Erzeugung und Nutzung der Kernenergie grundsätzlich für jeden zu, macht den Umgang mit Kernbrennstoffen und sonstigen radioaktiven Stoffen aber von einer staatlichen Erlaubnis abhängig. Der Erlaubnis bedürfen insbesondere die Ein- und Ausfuhr und die Beförderung von Kernbrennstoffen (§§ 3, 4), die Aufbewahrung von Kernbrennstoffen außerhalb der als Regelfall vorgeschriebenen staatlichen Verwahrung (§ 5), die Errichtung und der Betrieb von Anlagen zur Erzeugung oder zur Spaltung von Kernbrennstoffen oder zur Aufarbeitung bestrahlter Kernbrennstoffe (vgl. dazu 5.221) und die Bearbeitung, Verarbeitung und sonstige Verwendung von Kernbrennstoffen außerhalb von zugelassenen Anlagen (vgl. 5.222).

Unter Kernbrennstoffen (besonderen spaltbaren Stoffen) versteht das Gesetz (§ 2 Nr. 1):

a) Plutonium 239,

b) Uran 233,

c) mit den Isotopen 235 oder 233 angereichertes Uran,

d) jeden Stoff, der einen oder mehrere der vorerwähnten Stoffe enthält,

e) Uran und uranhaltige Stoffe der natürlichen Isotopenmischung, die so rein sind, daß durch sie in einer geeigneten Anlage (Reaktor) eine sich selbst tragende Kettenreaktion aufrechterhalten werden kann.

Der Ausdruck „mit den Isotopen 235 oder 233 angereichertes Uran" bedeutet Uran, das die Isotope 235 oder 233 oder diese beiden Isotope in einer solchen Menge enthält, daß das Verhältnis der Summe dieser beiden Isotope zum Isotop 238 größer ist, als das in der Natur auftretende Verhältnis des Isotops 235 zum Isotop 238[1]).

Über Kernbrennstoffe ist nach näherer Vorschrift Buch zu führen (§ 17). Von der Buchführungs- und Meldepflicht werden auch Ausgangsstoffe erfaßt. Darunter versteht das Gesetz (§ 2 Nr. 2):

a) Uran, das die in der Natur auftretende Isotopenmischung enthält und nicht unter die Kernbrennstoffe fällt,

b) Uran, dessen Gehalt an Uran 235 unter dem natürlichen Gehalt liegt,

c) Thorium,

d) jeden der erwähnten Stoffe in Form von Metall, Legierung, chemischer Verbindung oder von Konzentrat, sowie

e) Uran- und Thoriumerze[1]).

Jeder, der solche Stoffe erzeugt, gewinnt, erwirbt, abgibt oder im unmittelbaren Besitz hat, ist verpflichtet, den Tatbestand schriftlich festzuhalten und an noch zu bestimmende Landesbehörden zu melden.

Durch Rechtsverordnung können zur Erleichterung der wissenschaftlichen Forschung und der Lehre Ausnahmen vom Erfordernis der staatlichen Erlaubnis zugelassen werden, soweit es sich um geringe Mengen von Kernbrennstoffen oder um Anlagen handelt, durch welche die Allgemeinheit nicht gefährdet werden kann (§ 10).

Radioaktive Stoffe und ionisierende Strahlen werden in der Technik, in der Medizin und in der Forschung in immer größerem Umfang verwendet. Zum Schutze der Beschäftigten und der Bevölkerung ist es deshalb erforderlich, den Umgang mit diesen Stoffen zu überwachen und Schutzvorschriften zu erlassen. Dabei muß dem Wandel

[1]) Die Begriffsbestimmungen für Kernbrennstoffe (und Ausgangsstoffe) sind an die Definition der Satzung der Internationalen Atomenergiebehörde (Art. XX) und die entsprechende Bestimmung des Euratomvertrages (Art. 197) angeglichen. Der Katalog der spaltbaren Stoffe (und der Ausgangsstoffe) kann nur vom Gesetzgeber selbst geändert werden.

der wissenschaftlichen Erkenntnisse im Bereich des Strahlenschutzes durch Beweglichkeit in der Ausgestaltung dieser Vorschriften Rechnung getragen werden können. Es empfiehlt sich deshalb der Weg der Rechtsverordnung, die einfacher erlassen werden kann als ein Gesetz. Die Ermächtigung zum Erlaß solcher Rechtsverordnungen enthalten die §§ 11 und 16 (vgl. dazu 5.223).

Der Umgang und der Verkehr mit Kernbrennstoffen und sonstigen radioaktiven Stoffen und die Errichtung und der Betrieb von Anlagen zur Erzeugung oder zur Spaltung von Kernbrennstoffen oder zur Aufarbeitung bestrahlter Kernbrennstoffe unterliegen der staatlichen Aufsicht. Die Aufsichtsbehörden haben darüber zu wachen, daß die Vorschriften des Atomgesetzes und der Rechtsverordnungen, die auf Grund dieses Gesetzes erlassen werden, sowie die darauf beruhenden Anordnungen und Verfügungen der zuständigen Verwaltungsbehörden und die mit Genehmigungen und allgemeinen Zulassungen verbundenen Auflagen eingehalten werden. Die Aufsichtsbehörden haben umfassende Befugnisse. Sie haben insbesondere das Recht, jederzeit an Ort und Stelle Kontrollen vorzunehmen (§ 12).

5.123 Vergleich mit dem Ausland

Im Ausland können Kernbrennstoffe überwiegend nicht Gegenstand des rechtsgeschäftlichen Verkehrs sein. Insbesondere in den für die Nutzung der Kernenergie bedeutenderen Ländern, wie in den Vereinigten Staaten von Amerika, Kanada, Großbritannien und Frankreich, hat der Staat ein rechtliches oder tatsächliches Monopol an den Kernbrennstoffen. Auch Lizenzinhabern ist der Erwerb privaten Eigentums an Kernbrennstoffen nicht möglich. Für wissenschaftliche Institute und Krankenhäuser gelten im allgemeinen Sonderregelungen. Ähnlich wie in der Bundesrepublik Deutschland liegen die Verhältnisse in Schweden und in der Schweiz.

Im Strahlenschutz gibt es umfassendere Regelungen in Großbritannien und in den skandinavischen Staaten. In den übrigen Ländern ist die Strahlenschutzgesetzgebung im Gange[1]).

5.22 Erzeugung und Nutzung von Kernenergie und Schutz gegen ihre Gefahren

5.221 Genehmigung (Konzessionierung) von Atomanlagen

Rechtslage. Nach dem Gesetz Nr. 22 der Alliierten Hohen Kommission ist der Bau von Kernreaktoren und von größeren Trennanlagen für Uranisotope verboten. Einige Länder haben das Verbot aufgehoben (s. 5.211). Die Errichtung und der Betrieb von Atomanlagen bestimmen sich dann nach Landesrecht.

Nach dem Atomgesetz (§ 7) bedürfen Anlagen zur Erzeugung oder zur Spaltung von Kernbrennstoffen oder zur Aufarbeitung bestrahlter Kernbrennstoffe einer staatlich verliehenen Konzession[2]).

Zu diesen Anlagen, die im folgenden abgekürzt als Atomanlagen bezeichnet werden, gehören[3])

1. Chemische Fabriken, in denen Uran oder Uranverbindungen so rein dargestellt werden, daß mit ihnen in Reaktorbetrieben Kettenreaktionen aufrechterhalten werden können;

---

[1]) Einzelheiten bei Lühl, E., Atomenergierecht in Westeuropa, USA und Kanada (1958), Bd. 2 der Studien zum internationalen Wirtschaftsrecht und Atomenergierecht, herausgegeben von G. Erler, Institut für Völkerrecht der Universität Göttingen.

[2]) Über den Unterschied von Konzession und Genehmigung s. weiter unten.

[3]) Begründung des Regierungsentwurfs zu § 7.

2. Isotopen-Trennanlagen, in denen das Uran Isotop 235 im Isotopen-Gemisch des natürlichen Urans angereichert wird;
3. Reaktoren, in denen Kernbrennstoffe gespalten oder Plutonium 239 oder Uran 233 erzeugt werden;
4. Chemische Fabriken, in denen die Kernbrennstoffe aufgearbeitet werden, die in einem Reaktor der Bestrahlung ausgesetzt waren.

Die Konzession muß derjenige haben, der eine solche Atomanlage errichtet, wesentlich verändert oder betreibt.

Erste Voraussetzung für die Verleihung der Konzession ist die Zuverlässigkeit des Antragstellers und der für die Errichtung, Leitung und Beaufsichtigung des Betriebs der Anlage verantwortlichen Personen. An die Zuverlässigkeit werden ganz besonders hohe Anforderungen gestellt, da wegen der Gefährlichkeit und Bedeutung von Atomanlagen die strikte Einhaltung aller gesetzlichen Vorschriften gewährleistet sein muß.

Eine weitere wichtige Voraussetzung für die Verleihung der Konzession ist die Fachkunde der für die Errichtung, Leitung und Beaufsichtigung der Anlage verantwortlichen Personen, an die gleichfalls hohe Anforderungen gestellt werden müssen.

Wer um eine Konzession nachsucht, muß ferner nachweisen, daß nach dem Stand der wissenschaftlichen und technischen Erkenntnisse Vorsorge dafür getroffen ist, daß durch die Errichtung und den Betrieb der Anlage keine Schäden entstehen können. Praktisch wird dieser Nachweis dadurch geführt, daß der Antragsteller die Pläne für die Errichtung der Anlage mit einem Bericht über die möglichen Gefahren und über die beabsichtigten Sicherheitsmaßnahmen zur Prüfung vorlegt (Sicherheitsbericht).

Vor der Verleihung der Konzession muß weiter eine ausreichende Vorsorge für die Erfüllung gesetzlicher Schadensersatzverpflichtungen nachgewiesen werden. Darüber wird unter 5.24 noch zu sprechen sein.

Schließlich muß die Atomanlage, deren Konzession angestrebt wird, gegen Störmaßnahmen und sonstige Einwirkungen Dritter geschützt sein. Die notwendigen Schutzvorkehrungen obliegen dem Antragsteller, soweit sie nicht Sache der Polizei sind.

Nach dem Regierungsentwurf sollte einem Antragsteller, der die strengen Anforderungen des § 7 erfüllt, die Anlage genehmigt werden. Der Bundesrat war hingegen der Auffassung, die Genehmigung sollte durch eine staatliche Konzession ersetzt werden. Es gehe nicht an, die zu erteilende Genehmigung, ausgehend von dem Grundsatz der Gewerbefreiheit, unter gewerberechtlichen Gesichtspunkten zu regeln und dem Antragsteller einen im Verwaltungsrechtsweg nachprüfbaren Rechtsanspruch auf Genehmigung zuzuerkennen, wenn er die im Gesetz bezeichneten Voraussetzungen erfülle. Das besonders starke Schutzbedürfnis gegen die Gefahren der Strahlenwirkung verbiete eine so weitgehende Einengung der Entscheidungsbefugnisse der staatlichen Stellen[1]). Die Bundesregierung hat demgegenüber eingewendet, sie sei dagegen, daß die private Betätigung in der Kerntechnik von einer staatlichen Konzession abhängig gemacht werde. Daraus könnte die Folgerung gezogen werden, daß die Erzeugung und Nutzung der Kernenergie dem Staate vorbehalten sei. Eine solche Konzeption widerspreche ihrer Wirtschaftspolitik. Wenn weiterhin Hoffnung bestehen solle, in der Bundesrepublik in absehbarer Zeit den Vorsprung anderer Staaten auf diesem Gebiete aufzuholen, müsse die Privatindustrie zur Mitarbeit an der Entwicklung der Kernenergie angeregt werden. Das sei aber nur gewährleistet, wenn die Möglichkeiten privater Betätigung nicht von dem freien Ermessen der Verwaltungsbehörden abhängig seien. Sie müßten vielmehr so gestaltet werden, daß die interessierten Wirtschaftskreise bei ihren Entschließungen und Planungen von einer durch Rechtsgarantien gesicherten und an bestimmte Tatbestände gebundenen Regelung ausgehen könnten.[2])

---

[1]) Drucksache 3026, Anlage 2b unter 3. Abschnitt II.

[2]) Drucksache 3026, Anlage 3, Zu 3.

Diesem Standpunkt hat sich dann aus verfassungsrechtlichen und wirtschaftspolitischen Überlegungen die Mehrheit des Ausschusses für Atomfragen angeschlossen und es im Grundsatz bei der Fassung der Regierungsvorlage belassen, allerdings unter Ersetzung des Wortes „Genehmigung" durch „Konzessionierung".

Zuständigkeit. Alle Verwaltungsaufgaben, die unter die Überwachungsbestimmungen des Atomgesetzes fallen, werden von den Ländern im Auftrag des Bundes ausgeführt (Bundesauftragsverwaltung, § 20), soweit nicht in einzelnen Bestimmungen die Zuständigkeit anderer Behörden begründet ist (z. B. für die Ein- und Ausfuhr von Kernbrennstoffen die des Bundesamtes für gewerbliche Wirtschaft, für die staatliche Verwahrung und für die Konzessionierung der Beförderung von Kernbrennstoffen die der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt; §§ 18, 19). Die Landesbehörden werden in Ausführung des Atomgesetzes der Weisung der zuständigen obersten Bundesbehörde, also dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft, unterstehen (Art. 85 Abs. 3 des Grundgesetzes). Die Bundesaufsicht wird sich auf Gesetzmäßigkeit und Zweckmäßigkeit der Gesetzesausführung erstrekken. Die Konzessionierung und Beaufsichtigung von Atomanlagen soll nur bei obersten Landesbehörden liegen, während die übrigen Verwaltungsaufgaben, insbesondere auch die Konzessionierung und Beaufsichtigung des Umganges mit radioaktiven Stoffen, nachgeordneten Dienststellen übertragen werden könnten[1]).

Wichtig ist, daß die Konzessionierungsbehörde alle Behörden des Bundes, der Länder und der Gemeinden, deren Zuständigkeitsbereich berührt wird, im Konzessionsverfahren zu beteiligen hat und daß das Verfahren im übrigen nach bewährten Grundsätzen der Gewerbeordnung durch Rechtsverordnung näher geregelt werden kann (§ 7 Abs. 4). Dadurch wird z. B. sichergestellt, daß Atomanlagen nicht konzessioniert werden dürfen, wenn ihre Errichtung und ihr Betrieb sich mit anderen — insbesondere polizeilichen — Vorschriften nicht verträgt, und daß zur Beschleunigung des Verfahrens bei der Prüfung des Antrags auf Konzessionierung alle Gesichtspunkte, die sich aus anderen Vorschriften ergeben, von der Konzessionierungsbehörde gleich mit gewürdigt werden.

Verfahren. Die Sicherheitsberichte für den Bau und Betrieb von Atomanlagen werden beim Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft von einer Reaktor-Sicherheitskommission[2]) daraufhin geprüft, ob die gesetzlichen oder anderweitig vorgeschriebenen oder nach dem Stand von Wissenschaft und Technik für notwendig erachteten Sicherheitsbedingungen erfüllt sind. Das Prüfungsergebnis ist nur dann positiv, wenn die Reaktor-Sicherheitskommission in ihrem Gutachten bestätigt, daß nach ihrer gewissenhaften Prüfung der Betrieb der geplanten Atomanlage weder die dabei Beschäftigten noch die Umgebung noch die Allgemeinheit schädigen kann.

Die Konzession wird schriftlich erteilt. Sie kann von Bedingungen abhängig gemacht und mit Auflagen verbunden werden (§ 9). Auflagen sind auch nachträglich zulässig. Die Konzession kann widerrufen werden, wenn eine ihrer Voraussetzungen von Anfang an nicht gegeben war oder später weggefallen ist. Im Falle des Widerrufs muß dem Berechtigten eine angemessene Entschädigung in Geld geleistet werden.

---

[1]) Dem Initiativgesetzentwurf der Fraktion der Freien Demokratischen Partei, eine Bundesanstalt für Kernenergie zu errichten (vgl. Deutscher Bundestag 2. Wahlperiode 1953 Drucksache 2142), hat der Ausschuß für Atomfragen bei der Beratung des Regierungsentwurfs nicht zugestimmt. Er hat sich dabei von der Erwägung leiten lassen, daß man von der Errichtung einer neuen Bundeszentralbehörde absehen und versuchen sollte, die Atomverwaltung organisch in den Rahmen der allgemeinen Staatsverwaltung einzubauen.

[2]) Errichtet durch Verfügung vom 30. 1. 1958 (II A 1— K 3100 — 1/58).

5.222 Bearbeitung, Verarbeitung und sonstige Verwendung von Kernbrennstoffen außerhalb konzessionierungspflichtiger Anlagen

Einer staatlich verliehenen Konzession bedarf auch, wer Kernbrennstoffe außerhalb von Atomanlagen bearbeitet, verarbeitet oder sonst verwendet (§ 8). Diese Bestimmung erfaßt vor allem die mechanische, metallurgische oder chemische Behandlung von Kernbrennstoffen außerhalb von Atomanlagen mit dem Ziel, sie für die Verwendung in einem Reaktor herzurichten. In solchen Fällen braucht nicht die ganze Anlage konzessioniert zu sein, es genügt, wenn für die Bearbeitung, Verarbeitung oder sonstige Verwendung eine Konzession vorliegt. Die Voraussetzungen für die Erteilung der Konzession sind im wesentlichen die gleichen wie bei einer Atomanlage. Der Konzession bedürfen auch Änderungen des Verarbeitungsverfahrens.

5.223 Schutz vor Schädigungen durch Strahlen radioaktiver Stoffe

Das Gesetz Nr. 22 der Alliierten Hohen Kommission, auf dessen beschränkten Anwendungsbereich unter 5.211 bereits hingewiesen worden ist, enthält in Art. 2 Nr. 1 (g) ein Verbot des Umgangs mit natürlichen und künstlichen radioaktiven Verbindungen und Stoffen, soweit es sich nicht um schwach radioaktive Stoffe handelsüblicher Art handelt. Von diesem Verbot kann das Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft Ausnahmen bewilligen. Es erteilt Ausnahmegenehmigungen nur, wenn sich der Antragsteller verpflichtet, bestimmte Schutzmaßnahmen zu beachten, die in einer Anlage zum Genehmigungsbescheid aufgeführt werden und deren Einhaltung von den Landesbehörden überwacht wird. Danach dürfen Beschäftigte bei Ganzkörperbestrahlung keine höhere wöchentliche Strahlendosis als 0,3 rem erhalten. In Bereichen, in denen sie einer höheren Strahlendosis als 0,03 rem ausgesetzt sein können, müssen sie Filmdosimeter tragen; diese Bereiche sind außerdem deutlich zu kennzeichnen. Alle Behälter, die radioaktive Stoffe enthalten, und die radioaktiven Präparate selbst sind nach Möglichkeit zu kennzeichnen.

Die Röntgenverordnung[1]), die den Unternehmer verpflichtet, alle Strahlengeber vor der endgültigen Inbetriebnahme dem Gewerbeaufsichtsamt anzuzeigen, gilt nur im Bereich der gewerblichen Nutzung radioaktiver Stoffe, nicht im medizinischen und nicht im Forschungsbereich. Sie entspricht nicht mehr dem gegenwärtigen Stande der wissenschaftlichen Erkenntnis und bietet keinen ausreichenden Schutz vor Schädigungen durch Strahlen radioaktiver Stoffe. Auf Einzelheiten kann hier verzichtet werden.

Die vom Deutschen Normenausschuß herausgegebenen DIN-Normen, die den Umgang mit radioaktiven Stoffen betreffen (DIN 6804, 6808, 6843), enthalten eingehende Vorschriften über anzuwendende Schutzmaßnahmen. Sie sind aber nur Empfehlungen ohne rechtliche Verbindlichkeit, deren Durchführung nicht erzwungen werden kann. Von ähnlich beschränktem Wirkungsbereich sind die Unfallverhütungsvorschriften der gewerblichen Berufsgenossenschaften.

Über die Beförderung radioaktiver Stoffe im Eisenbahnverkehr gibt es ins einzelne gehende Vorschriften, die international vereinbart worden sind[2]). Ähnliche Vorschriften regeln auch die Beförderung gefährlicher Güter bzw. radioaktiver Stoffe im See- und Luftverkehr. Wegen eines internationalen Abkommens über die Beförderung gefährlicher Güter auf der Straße wird noch verhandelt.

---

[1]) Verordnung zum Schutz gegen Schädigung durch Röntgenstrahlen und radioaktive Stoffe in nichtmedizinischen Betrieben (Röntgenverordnung) vom 7. 2. 1941 (RGBl. I 1941, S. 88) in der Fassung der Verordnung vom 17. 1. 1942 (RGBl. I 1942, S. 31).

[2]) Anlage I zum Internationalen Übereinkommen über den Eisenbahnfrachtverkehr (CIM) vom 25. 10. 1952 (BGBl. II 1956, S. 35).

An einer Generalnorm, nach der jeder, der mit radioaktiven Stoffen umgeht, dafür zu sorgen hat, daß die von diesen Stoffen ausgehenden Strahlen keinen Schaden verursachen, fehlt es noch. Das Atomgesetz enthält deshalb im § 16 die Ermächtigung, den Strahlenschutz durch eine Rechtsverordnung zu regeln. Über Inhalt, Zweck und Ausmaß dieser Ermächtigung wird folgendes gesagt:[1])

1. Jeder Umgang mit radioaktiven Stoffen kann von einer Konzessionierung oder Anzeige abhängig gemacht werden, damit diese Stoffe nicht in die Hand von Unberufenen gelangen und damit jederzeit festgestellt werden kann, wo sie geblieben sind.
2. Es kann verlangt werden, daß in dem Betrieb, dem die Konzession verliehen werden soll, die notwendige Anzahl fachkundiger und zuverlässiger Personen zur Leitung und Beaufsichtigung vorhanden ist und daß die bei den Arbeiten Beschäftigten ausreichende Kenntnisse im Umgang mit radioaktiven Stoffen besitzen. Es können auch gewisse Anforderungen an die zu verwendende Ausrüstung gestellt werden.
3. Die erforderliche Konzession kann mit Bedingungen und Auflagen verbunden und befristet werden.
4. Es können ausreichende Schutzmaßnahmen für Leben, Gesundheit und Sachgüter verlangt werden. Dabei kann es sich um bauliche Vorkehrungen handeln, um Schutzkleidung, um die Regelung von Arbeitsgängen, um Strahlenmessungen, um ärztliche Untersuchungen u. a.
5. Für den Umgang mit radioaktiven Stoffen und insbesondere für die Durchführung der Schutzmaßnahmen kann staatliche Aufsicht nach den gleichen Grundsätzen angeordnet werden, wie sie das Atomgesetz auch für Kernbrennstoffe vorsieht.
6. Die Rechtsverordnung kann weiter vorsehen, daß radioaktive Stoffe in staatliche Verwahrung zu nehmen sind, wenn der Besitzer keine Konzession hat oder wenn aus dem Umgang mit diesen Stoffen eine erhebliche Gefährdung droht.
7. Da die Beseitigung radioaktiver Stoffe ein besonders schwieriges Problem ist und die ordnungsmäßige Beseitigung den einzelnen Besitzern radioaktiver Stoffe voraussichtlich gar nicht möglich sein wird, ist vorgesehen, daß ein zentrales Verfahren zur Beseitigung angeordnet werden kann, von dem alle Inhaber einer Konzession Gebrauch machen müssen.
8. Endlich ist vorgesehen, daß der Abschluß einer Haftpflichtversicherung für den Betriebsinhaber und die mit radioaktiven Stoffen Beschäftigten angeordnet werden kann, damit ein Ersatz für Schäden, die durch Strahlen radioaktiver Stoffe verursacht sind, gewährleistet ist[2]).

5.23 Haftung für Anlagen und Stoffe

5.231 Allgemeine Rechtslage

In der Kerntechnik gilt zunächst wie für alle Lebensbereiche die allgemeine Verschuldenshaftung des Bürgerlichen Gesetzbuches (BGB). Danach haftet unbeschränkt auf vollen Schadensersatz, wer vorsätzlich oder fahrlässig das Leben, den Körper, die

[1]) Begründung des Regierungsentwurfs zu § 15.

[2]) Im Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft liegt der Entwurf einer 51 Paragraphen umfassenden Ersten Verordnung über den Schutz vor Schädigung durch Strahlen radioaktiver Stoffe vor (Strahlenschutzverordnung), der von der Fachkommission „Strahlenschutz" der Deutschen Atomkommission und ihren Arbeitskreisen zusammen mit den Referenten der Bundesministerien für Atomkernenergie, des Innern, der Justiz und für Arbeit erarbeitet worden ist und der am 19. 6. 1958 die Billigung der Deutschen Atomkommission gefunden hat.

Gesundheit, die Freiheit, das Eigentum oder ein sonstiges Recht eines anderen widerrechtlich verletzt oder gegen ein Gesetz verstößt, das den Schutz eines anderen bezweckt (Schadensersatzpflicht für unerlaubte Handlungen: §§ 823 ff. BGB). Unter diese Haftungsbestimmungen fallen nicht nur die Inhaber von Atomanlagen und die Besitzer radioaktiver Stoffe, sie sind auch anzuwenden auf die bei der Errichtung und beim Betrieb einer Atomanlage mit Sach- oder Dienstleistungen beteiligten dritten Personen, also auf Architekten, Konstrukteure, Bauunternehmer und Lieferanten, die Anlagen fahrlässig falsch entwerfen, einen Bau falsch ausführen oder schuldhaft schlecht liefern, sowie auf Arbeitnehmer, die Geräte der Anlage falsch bedienen[1]).

Bei Sachen, von denen besondere Gefahren ausgehen, reicht nach allgemeiner Rechtsüberzeugung die Verschuldenshaftung nicht aus, um die zu schützen, die durch sie Schaden erleiden können. Deshalb ist z. B. bei Eisenbahnen, Kraftfahrzeugen, Flugzeugen, Elektrizitäts- und Gasanlagen die sog. Gefährdungshaftung eingeführt worden, die neben die Verschuldenshaftung des BGB tritt und sie ergänzt: Der Halter des gefährlichen Fahrzeugs oder der Inhaber der gefährlichen Anlage haften nach Sonderbestimmungen auch für Schadensfälle, an denen sie keine Schuld tragen oder an denen ihnen ein Verschulden nicht nachgewiesen werden kann. Als besonders gefährlich im Sinne des Haftungsrechts gelten auch Atomanlagen und radioaktive Stoffe. Für sie sieht deshalb das Atomgesetz ebenfalls eine Gefährdungshaftung vor.

Gegenüber Atomanlagen kann ebensowenig wie gegenüber konzessionierten Gewerbebetrieben die Klage auf Einstellung des Unternehmens nach § 1004 BGB erhoben werden, die sonst dem gestörten Eigentümer eines Nachbargrundstücks gegeben ist. Es gilt vielmehr § 26 der Gewerbeordnung. Ein gestörter Nachbar kann danach nur die Herstellung von Einrichtungen, welche die benachteiligende Einwirkung ausschließen, oder, soweit solche Einrichtungen untunlich oder mit dem Betrieb der Anlage unvereinbar sind, Schadloshaltung verlangen[2]). Im übrigen kann der Nachbar jederzeit die für die Genehmigung und Beaufsichtigung der Atomanlage zuständige Behörde bitten, gegen Beeinträchtigungen einzuschreiten.

Ob der Staat für entstandene Schäden haftbar gemacht werden kann, weil er die Genehmigung zur Errichtung und zum Betrieb einer Atomanlage gegeben hat, ist zweifelhaft. Ein Schadensersatzanspruch gegen den Staat könnte nur mit einer Amtspflichtverletzung begründet werden (§ 839 BGB in Verbindung mit Art. 34 des Grundgesetzes oder entsprechenden Bestimmungen der Länderverfassungen). Wenn die Behörde im Genehmigungsverfahren alle Erkenntnisse und Regeln von Wissenschaft und Technik berücksichtigt hat, die ihr zugängig waren, dürfte es schwer sein, eine solche Amtspflichtverletzung nachzuweisen.

5.232 Atomgesetz

Das Atomgesetz unterscheidet die Haftung für Atomanlagen und die Haftung für radioaktive Stoffe in anderen Fällen[3]). Der unterschiedliche Gefährlichkeitsgrad von Atomanlagen und von radioaktiven Stoffen ist durch eine Abstufung der Haftungsbestimmungen berücksichtigt.

---

[1]) Siehe dazu Cartellieri, W., Zu der Haftpflicht für Atomschäden und ihrer Versicherung, Betriebs-Berater, Bd. 13 (1958), S. 385ff., insbes. S. 389. Ferner Scheidwimmer, M., Der Schutz gegen die wirtschaftlichen Folgen von Reaktorschäden, Atomwirtschaft **3** (1958), 192ff.

[2]) § 7 Abs. 5 des Atomgesetzes übernimmt ausdrücklich die Regelung des § 26 der Gewerbeordnung. Dieser Anspruch auf Schadloshaltung steht außerhalb der im Atomgesetz geregelten Haftungsansprüche und würde auch nicht Haftungshöchstgrenzen unterliegen.

[3]) Unter der abgekürzten Bezeichnung „radioaktive Stoffe" sind im folgenden „radioaktive oder von einer Kernspaltung oder Kernvereinigung betroffene Stoffe" zu verstehen; vgl. § 22.

Bei Atomanlagen ist der Inhaber zum Schadensersatz verpflichtet (§ 21). Die Haftung tritt ein — ohne Rücksicht darauf, ob die Anlage konzessioniert ist oder nicht —, wenn durch die Wirkung eines Kernspaltungsvorgangs oder der Strahlen eines radioaktiven Stoffes, die von der Atomanlage oder einer ihr zugehörigen Einrichtung oder Handlung[1]) einschließlich der Abfallbeseitigung ausgehen, ein Mensch getötet oder der Körper oder die Gesundheit eines Menschen verletzt oder eine Sache beschädigt wird. Als Sachbeschädigung gilt auch die radioaktive Verseuchung einer Sache (§ 21 Abs. 2). Diese „Haftung ohne Verschulden“ wird dem Inhaber als Ausgleich dafür auferlegt, daß er die Erlaubnis zum Betrieb der mit Gefahren verbundenen Anlage erhalten hat.

Für Personenschäden (Tötung oder Verletzung eines Menschen) sieht das Atomgesetz gegenwärtig im Einzelfall einen Schadensersatz bis zu einem Kapitalbetrag von 100 000 DM oder bis zu einer Jahresrente von 6000 DM vor. Immaterielle Schäden werden nicht ersetzt; deshalb wird auch kein Schmerzensgeld gewährt. Das entspricht der Regelung in anderen Haftungsgesetzen.

Für Sachschäden soll der Inhaber der Anlage im Einzelfall bis zur Höhe des gemeinen Wertes der beschädigten Sache zuzüglich der Kosten für die Sicherung gegen die von ihr ausgehende Strahlungsgefahr haften (§ 27 Abs. 1).

Es ist der aus demselben Ereignis entstehende Gesamtschaden zu ersetzen, und zwar in voller Höhe; die Gefärdungshaftung des Inhabers der Atomanlage ist nach außen der Summe nach nicht begrenzt. Übersteigt der Gesamtschaden indessen den Betrag von 15 Mill. DM, so hat im Innenverhältnis der Bund den Inhaber der Atomanlage von weitergehenden Verpflichtungen zu befreien (sog. Freistellungsverpflichtung des Bundes, § 27 Abs. 2)[2]). Hat der Inhaber der Atomanlage den Schaden verschuldet, so ist der Bund nicht zur Freistellung verpflichtet. Ersetzt er den entstandenen Schaden, so geht der Schadensersatzanspruch gegen den Inhaber der Anlage auf ihn über (§ 27 Abs. 3)[3]). Die Freistellungsverpflichtung des Bundes erstreckt sich nur auf den vom Inhaber der Atomanlage aus der Gefährdungshaftung zu ersetzenden Schaden und nicht z. B. auf Schadensersatzverpflichtungen von Architekten, Konstrukteuren usw.

Die interne Begrenzung der Gefährdungshaftung auf die Summe von 15 Mill. DM beruht auf der Überlegung, daß die Schadensersatzpflicht des Inhabers dort ihre Grenze finden muß, wo sie wirtschaftlich für die Atomanlage nicht mehr tragbar ist. Die aufgestockte unbeschränkte Haftung des Bundes im Fall einer Atomkatastrophe mit einem Gesamtschaden von mehr als 15 Mill. DM findet ihre Rechtfertigung in der Verpflichtung der öffentlichen Hand, für Anlagen einzustehen, die zur Förderung des technischen und wirtschaftlichen Fortschritts genehmigt worden sind, obwohl sie zur Zeit noch unwägbare Gefahren in sich bergen.

Nach dem Atomgesetz wird die Gefährdungshaftung durch höhere Gewalt ausgeschlossen (§ 21 Abs. 1). Als „höhere Gewalt“ werden in der Rechtsprechung betriebsfremde, von außen durch elementare Naturkräfte oder durch Handlungen dritter Personen herbeigeführte Ereignisse angesehen, die nach menschlicher Einsicht und Erfahrung schlechthin unvorhersehbar sind und die mit wirtschaftlich erträglichen Mitteln auch

---

[1]) Zum Beispiel Eigenverwahrung von Kernbrennstoffen (§ 6).

[2]) Die Freistellungsverpflichtung des Bundes ist im Atomgesetz weder der Höhe noch der Geltungsdauer nach begrenzt. Nach dem amerikanischen Anderson-Price-Act vom 2. 9. 1957, dem Gesetz, das die Haftung für Atomschäden in den USA regelt (Gesetz Nr. 256 des 85. Kongresses), endet die Freistellungsverpflichtung der amerikanischen Atomenergiekommission bei einem Höchstbetrag von 500 Mill. $ je Schadensereignis. Sie gilt überdies zunächst nur für eine Anlaufzeit bis zum 1. 8. 1967. Siehe dazu Haunschild, H., Das amerikanische Atomhaftungsgesetz, Versicherungswirtschaft **12** (1957), 610ff.

[3]) In den USA erstreckt sich nach dem Anderson-Price-Act die Freistellungsverpflichtung des Staates sowohl auf die Gefährdungs- als auf die Verschuldenshaftung. Vgl. dazu auch Cartellieri, W., Betriebs-Berater **13** (1958), 389.

durch äußerste Sorgfalt nicht verhütet oder unschädlich gemacht werden können. Als Ereignis höherer Gewalt können daher nie solche Umstände gelten, die ihre Ursache in dem Betrieb der Anlage selbst und den mit ihr verbundenen Gefahren haben[1]).

Bei Stoffen ist der Besitzer des Stoffes, in dem sich eine Kernspaltung vollzieht, oder des radioaktiven Stoffes, von dem die Strahlenwirkung ausgeht, zum Schadensersatz verpflichtet (§ 22). Die Haftung tritt ein, wenn durch die Wirkung eines Kernspaltungsvorgangs oder der Strahlen eines radioaktiven Stoffes, die nicht von einer Atomanlage ausgehen, ein Mensch getötet oder der Körper oder die Gesundheit eines Menschen verletzt oder eine Sache beschädigt wird. Einbezogen in die Haftung sind auch Schäden, die durch die Wirkung eines Kernvereinigungsvorganges entstehen (§ 22 Abs. 2). In gleicher Weise wie der unmittelbare Besitzer haftet der mittelbare Besitzer, „der den Besitz des Stoffes verloren hat, ohne ihn auf eine Person zu übertragen, die nach diesem Gesetz . . . zum Besitz berechtigt ist" (§ 22 Abs. 3). Durch diese Bestimmung wird sichergestellt, daß weiter haftet, wer einen radioaktiven Stoff wegwirft, wenn ein anderer diesen Stoff in Unkenntnis seiner gefährlichen Eigenschaften an sich nimmt.

Der Unterschied zur reinen Gefährdungshaftung für Atomanlagen liegt bei der Haftung für radioaktive Stoffe darin, daß der Besitzer solcher Stoffe zwar grundsätzlich auch ohne Verschulden für den entstandenen Schaden einzustehen hat, daß er sich aber durch den von ihm zu führenden Nachweis, daß ihn kein Verschulden trifft, entlasten kann. Nicht zulässig ist eine Entlastung allerdings beim Versagen von Schutzeinrichtungen sowie für den sog. Verrichtungsgehilfen: Im Gegensatz zu § 831 BGB haftet der Besitzer eines radioaktiven Stoffes auch dann, wenn er die im Verkehr erforderliche Sorgfalt bei der Auswahl und Beaufsichtigung des zu einer Verrichtung bestimmten Gehilfen hat walten lassen (§ 22 Abs. 1 Satz 2)[2]).

Ausgenommen von der strengeren Haftung sind Ärzte gegenüber ihren Patienten bei der medizinischen Anwendung von radioaktiven Stoffen. Auch wer die von einem radioaktiven Stoff ausgehende Gefahr auf Grund eines besonderen Rechtsverhältnisses (z. B. eines Beschäftigungsverhältnisses) in Kauf genommen hat, kann sich nicht auf die Haftungsbestimmungen für den Besitzer berufen (§ 22 Abs. 4). Höhere Gewalt schließt in jedem Falle die Haftung aus.

Da beim Umgang mit radioaktiven Stoffen keine Massenschäden auftreten können, ist im Atomgesetz die Haftung der Höhe nach nicht begrenzt worden. Aus dem gleichen Grunde konnte in diesen Fällen auf die Einführung der Staatshaftung verzichtet werden.

5.24 Versicherungsprobleme

Im Konzessionierungsverfahren ist zu prüfen, ob der Inhaber einer Atomanlage ausreichende Vorsorge für die Erfüllung der gesetzlichen Schadensersatzverpflichtungen getroffen hat (vgl. § 7 Abs. 2 Nr. 3). Über Art, Umfang und Höhe der Haftpflichtvorsorge ist im Gesetz bisher nichts gesagt; sie müssen von der Konzessionierungsbehörde festgestellt werden, deren freies Ermessen unter Umständen durch eine Rechtsverordnung eingeschränkt werden könnte. In jedem Falle wird die Eigenvorsorge des

[1]) Der Bundesrat hat in seiner Stellungnahme zum Regierungsentwurf des Atomgesetzes darauf hingewiesen, daß schon im Luftverkehrsgesetz und in bestimmtem Umfang in § 1a des Reichshaftpflichtgesetzes Haftung auch bei höherer Gewalt vorgesehen sei. Es erscheine deshalb nicht gerechtfertigt, die Haftung für Atomanlagen auszuschließen, wenn der Schaden durch höhere Gewalt verursacht sei. Vgl. Deutscher Bundestag 2. Wahlperiode 1953 Drucksache 3026, Anlage 2b unter 19. b). Das amerikanische Atomhaftungsgesetz kennt keinen Haftungsausschluß bei höherer Gewalt.

[2]) Verschuldenshaftung mit umgekehrter Beweislast und unter Ausschaltung bestimmter Entlastungsmöglichkeiten; vgl. Begründung zu § 21 des Regierungsentwurfs.

Inhabers in einem angemessenen Verhältnis zur Gefährlichkeit der Anlage stehen müssen.

Es ist ein Unterschied, ob Inhaber der Anlage die öffentliche Hand (vor allem Bund und Länder) oder ein Privatunternehmen ist. Die in der Energiewirtschaft häufig vorkommenden, in der Form der Aktiengesellschaft oder der Gesellschaft mit beschränkter Haftung betriebenen gemischtwirtschaftlichen Unternehmen, an deren Kapital und Leitung die öffentliche Hand (insbesondere Gemeinverbände und Gemeinden) und private Kreise nebeneinander beteiligt sind, wären in bezug auf die Haftpflichtvorsorge eher wie Privatunternehmen zu behandeln.

5.241 Selbstversicherung des Staates

Bund und Länder sind sog. Selbstversicherer. Bei ihnen ist zu unterstellen, daß sie in der Lage sind, Schadensersatzverpflichtungen aus der Errichtung und dem Betrieb von Atomanlagen zu erfüllen. Sie werden in der Regel keine Haftpflichtversicherungsverträge abschließen. Der Bund hat im übrigen durch die Freistellungsverpflichtung nach § 27 Abs. 2 ohnehin den Großteil des Risikos von Atomanlagen zu tragen. Es besteht kein Anlaß, ihm vorzuschreiben, wie er bei eigenen Anlagen den Rest des Risikos abzudecken hat.

5.242 Fremdversicherung

Private Inhaber von Atomanlagen werden in der Regel bestrebt sein, ihr Haftpflichtrisiko durch eine Versicherung abzudecken. Die Höchstsumme aus der Gefährdungshaftung, die bei der Eigenvorsorge berücksichtigt werden muß, beläuft sich gegenwärtig auf 15 Mill. DM aus demselben Schadensereignis (s. unter 5.232). Bis zu diesem Betrage sind der Versicherungswirtschaft offenbar nach Ansicht des Gesetzgebers Haftpflichtversicherungsverträge zu wirtschaftlich tragbaren Bedingungen zuzumuten[1]).

Das gegenwärtig nicht begrenzte Risiko der Inhaber von Atomanlagen aus der Verschuldenshaftung wäre dann allerdings noch nicht in den Versicherungsschutz einbezogen; auch würde sich dieser, anders als in den USA, noch nicht auf andere Personen erstrecken, die im Zusammenhang mit Atomanlagen einer Haftpflicht ausgesetzt sein können, z. B. Konstrukteure oder Lieferanten von Zubehörteilen. Indessen müßten diese Risiken versicherbar werden, wenn der Gesetzgeber auch sie durch Festlegung einer Höchstgrenze, bis zu der die Inhaber von Atomanlagen im Einzelfall haften, für die Versicherungswirtschaft kalkulierbar machte. Für Schäden, die über den Höchstbetrag hinausgehen, müßte dann allerdings wieder der Bund eintreten, denn an dem Grundsatz, daß die Opfer von Atomschäden in jedem Falle ausreichend und gerecht entschädigt werden müssen, sollte nicht gerüttelt werden. Deshalb müßte die Freistellungsverpflichtung des Bundes, wenn sie ihren Zweck erfüllen soll, auch dort gegeben sein, wo der Versicherer aus zwingenden Gründen der Versicherungstechnik Risikoausschlüsse vereinbaren muß (z. B. bei vorsätzlich verursachten Schäden, in Fällen höherer Gewalt usw.)[2]).

Ob die Freistellungsverpflichtung des Bundes der Höhe nach begrenzt werden müßte, wenn sie sich auf alle mit dem Betrieb einer Atomanlage verbundenen Risiken erstrecken soll, bliebe zu prüfen. In den USA ist das der Fall (s. unter 5.232)[3]).

---

[1]) Die amerikanische Atomenergiekommission verlangt für das Megawatt thermischer Energie einen Haftpflichtversicherungsschutz von 150000 $, mindestens aber 250000 $, höchstens 60 Mill. $ pro Anlage, die von den amerikanischen Atompools auch gewährt werden; vgl. Haunschild, H., Versicherungswirtschaft **12** (1957), 613.

[2]) Vgl. Scheidwimmer, M., Versicherungswirtschaft **13** (1958), 190.

[3]) Über die Lage in der europäischen Versicherungswirtschaft und die Ansätze für eine internationale Zusammenarbeit s. Belser, W., Die Versicherung der Atomrisiken in Europa, Atomwirtschaft **3** (1958), 77.

5.243 Staatsbürgschaft

In der Regel wird also die Genehmigungsbehörde bei Privatunternehmen wenigstens den Versicherungsschutz als Eigenvorsorge fordern müssen, der zu zumutbaren und wirtschaftlich vernünftigen Bedingungen auf dem Versicherungsmarkt zu haben ist. Es wäre allerdings auch der Fall denkbar, daß auf eine Versicherung verzichtet wird, weil das vorhandene Vermögen des auch im übrigen finanzkräftigen Unternehmens die Erfüllung der gesetzlichen Schadensersatzverpflichtungen garantiert. Auch könnte unter bestimmten Umständen die Eigenvorsorge eines privaten Unternehmens durch eine Staatsbürgschaft ersetzt werden, wenn ein besonderes öffentliches Interesse vorliegt.

5.25 Strafdrohungen

5.251 Allgemeine Strafvorschriften

Bis zum Inkrafttreten des Atomgesetzes ist die mißbräuchliche Verwendung von Kernenergie und der Strahlung radioaktiver Stoffe nach den allgemeinen Bestimmungen des Strafgesetzbuchs über Mord, Totschlag, Körperverletzung, Sachbeschädigung usw. zu beurteilen. Ob auf die Herbeiführung einer Explosion durch Freisetzung von Kernenergie die besonderen Straftatbestände des Sprengstoffgesetzes[1]) angewendet werden können, ist zweifelhaft, da das Sprengstoffgesetz keine Angaben darüber enthält, was es unter „Sprengstoff" versteht. Nach der Rechtsprechung des ehemaligen Reichsgerichts kommt es dabei auf die Fähigkeit des Stoffes an, „vermöge seiner Zusammensetzung im Fall der Entzündung sich plötzlich auszudehnen und hiernach auf die ihn umgebenden Gegenstände derartig gewaltsam zerstörend einzuwirken, daß das Ergebnis eine ‚Sprengung' bildet"[2]).

Vielleicht würden die Gerichte Kernbrennstoffe von hoher Reinheit als Sprengstoff im Sinne dieser Definition ansehen; Zweifelsfragen dürften aber deshalb auftreten, weil Kernbrennstoffe erst bei Vorhandensein der kritischen Masse explodieren können. Auf die verbrecherische Anwendung radioaktiver Strahlen paßt das Sprengstoffgesetz überhaupt nicht.

Wurden schon zur Bekämpfung der verbrecherischen Verwendung von Sprengstoff die allgemeinen „Verletzungstatbestände" des Strafgesetzbuchs für nicht ausreichend erachtet und deshalb besondere „Gefährdungstatbestände" geschaffen, die es möglich machen, den Täter bereits empfindlich zu bestrafen, wenn er durch den Mißbrauch eine Gemeingefahr bewirkt oder vorbereitet hat, um wieviel mehr ist das dann für die verbrecherische Verwendung von Kernenergie und der Strahlen radioaktiver Stoffe mit ihrer ungleich größeren und eigentümlichen Gefährlichkeit nötig. Das Atomgesetz enthält deshalb Sondertatbestände, die den Bestimmungen des Sprengstoffgesetzes weitgehend nachgebildet sind. Es erklärt die schwersten Delikte zu gemeingefährlichen Verbrechen im Sinne des § 138 des Strafgesetzbuchs und zieht die Grenzen des strafbaren Handelns sehr weit, damit jeder Mißbrauch schon möglichst früh erfaßt werden kann. Wo die Bestimmungen des Atomgesetzes Platz greifen, ist die Anwendung des Sprengstoffgesetzes ausgeschlossen (vgl. § 41).

5.252 Atomgesetz

Die Vorschriften des Atomgesetzes betreffen
den Mißbrauch von Kernenergie und der Strahlung radioaktiver Stoffe,
das Handeln ohne Konzession und die Verletzung von Schutzvorschriften,

[1]) Gesetz über den verbrecherischen und gemeingefährlichen Gebrauch von Sprengstoffen vom 9. 6. 1884 (RGBl. S. 61).

[2]) Vgl. hierzu und für die folgenden Ausführungen die Begründung des Regierungsentwurfs „Zu Abschnitt V".

die Verletzung von Herstellungs- und Lieferungspflichten,

die Verletzung von Geschäfts- und Betriebsgeheimnissen sowie der ärztlichen Schweigepflicht.

Als schwerstes Delikt, bei dem der Versuch der Vollendung gleichgestellt ist, gilt die verbrecherische Benutzung von Kernenergie als Sprengmittel. Wer es unternimmt, durch Freisetzung von Kernenergie eine Explosion und dadurch eine Gemeingefahr herbeizuführen, soll mit Zuchthaus nicht unter fünf Jahren bestraft werden (§ 32 Abs. 1). Gemeingefahr bedeutet eine Gefahr für Leib oder Leben, sei es auch nur eines einzelnen Menschen, oder für bedeutende Sachwerte, die in fremdem Eigentum stehen oder deren Vernichtung gegen das Gemeinwohl verstößt (§ 315 Abs. 3 Strafgesetzbuch). In besonders schweren Fällen ist die Strafe Zuchthaus nicht unter zehn Jahren oder lebenslanges Zuchthaus. Das gilt insbesondere, wenn durch die Tat der Tod eines Menschen verursacht worden ist (§ 32 Abs. 2).

Die Strafdrohung des Atomgesetzes gegen den Mißbrauch der Strahlung radioaktiver Stoffe ist dreifach abgestuft, je nachdem, ob eine Gefahr nur für eine Person (oder wenige Personen) oder für eine Vielzahl von Menschen oder ob eine Gefahr nur für Sachen herbeigeführt wird.

Wer es unternimmt, durch Strahlung radioaktiver Stoffe eine Gefahr für Leib oder Leben eines anderen herbeizuführen, soll mit Zuchthaus bis zu zehn Jahren bestraft werden, wenn er in der Absicht handelt, die Gesundheit des anderen zu schädigen (§ 33 Abs. 1). Auch hier ist der Versuch der Gefährdung der Vollendung der Gefährdung gleichgesetzt. Unter diese Bestimmung fällt der nicht, dem der Vorsatz fehlt, also z. B. nicht ein Forscher, der beim Experimentieren mit radioaktiven Stoffen die Herbeiführung einer Gefahr in Kauf nimmt in der Hoffnung, eine Schädigung von Personen werde schon nicht eintreten (sog. Eventualdolus). Auf ihn wären nur die allgemeinen Strafbestimmungen anzuwenden.

Führt der Täter eine Gefahr für eine Vielzahl von Menschen, also eine „Massengefahr", herbei, so wird er bestraft wie jemand, der die Kernenergie als Sprengmittel benutzt (Zuchthaus nicht unter fünf Jahren, in besonders schweren Fällen, z. B. wenn der Tod eines Menschen verursacht worden ist, nicht unter zehn Jahren oder lebenslanges Zuchthaus; § 33 Abs. 2).

Wer vorsätzlich durch Strahlung radioaktiver Stoffe eine Gefahr für fremde Sachen, und zwar von bedeutendem Wert, herbeiführt, um sie in ihrer Brauchbarkeit zu beeinträchtigen, wird mit Gefängnis nicht unter sechs Monaten bedroht, in besonders schweren Fällen mit Zuchthaus bis zu zehn Jahren. Der Versuch ist strafbar (§ 33 Abs. 3). Auf Sachen von geringerem Wert würden die Bestimmungen des Strafgesetzbuches über die Sachbeschädigung anzuwenden sein.

Für die schwersten Fälle der Verbrechen mit Kernenergie sind die Tatbestände auf Vorbereitungshandlungen ausgedehnt (§ 34). Der Strafrahmen dafür spannt sich von Gefängnis nicht unter sechs Monaten bis zu zehn Jahren Zuchthaus. Neben Freiheitsstrafe kann in allen Fällen auf Geldstrafe von unbegrenzter Höhe und auf die Zulässigkeit von Polizeiaufsicht erkannt werden (§ 35).

Verstöße gegen die Überwachungsbestimmungen des Atomgesetzes werden im § 37 unter Strafe gestellt. Mit Gefängnis und mit Geldstrafe bis zu 500 000 DM oder mit einer dieser Strafen wird bedroht,

wer ohne Konzession Kernbrennstoffe ein- oder ausführt,

wer ohne Konzession Kernbrennstoffe befördert,

wer ohne Konzession Kernbrennstoffe außerhalb der staatlichen Verwahrung verwahrt,

wer ohne Konzession Atomanlagen errichtet, betreibt oder wesentlich verändert,

wer ohne Konzession Kernbrennstoffe außerhalb von Atomanlagen bearbeitet oder sonst verwendet,

wer Kernbrennstoffe ohne besondere Berechtigung in unmittelbarem Besitz hat und sie nicht unverzüglich abliefert,

wer die Buchführungs- und Meldepflicht verletzt,

wer gegen Rechtsverordnungen verstößt, die auf Grund des Atomgesetzes erlassen werden,

wer Auflagen der Konzessionierungsbehörde oder Anordnungen der staatlichen Aufsichtsbehörde zuwiderhandelt.

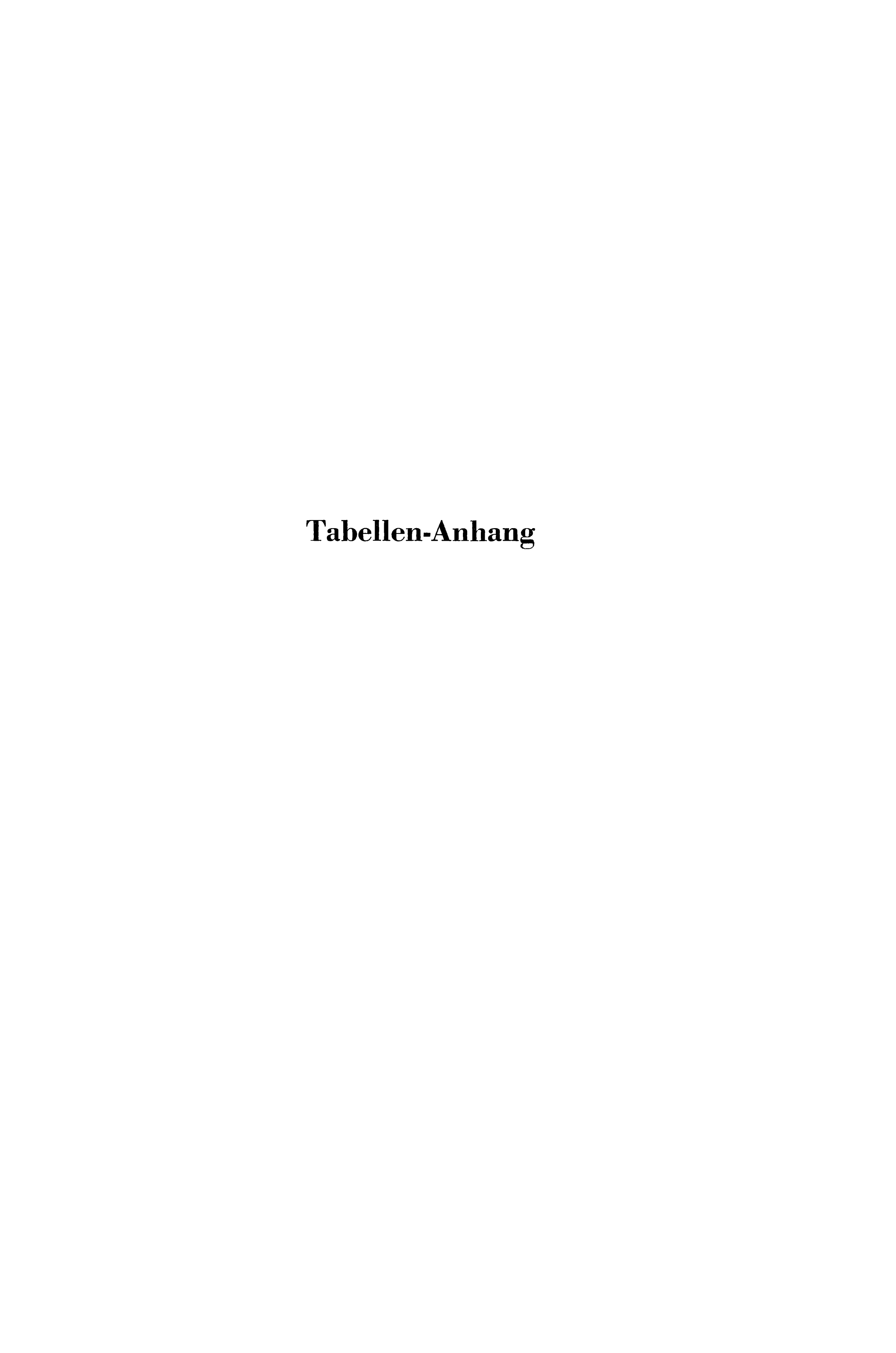
Die fahrlässige Verletzung von Überwachungsbestimmungen wird milder bestraft als die vorsätzliche. Wer durch einen Verstoß gegen die Überwachungsbestimmungen mit bedingtem Vorsatz oder fahrlässig eine Gemeingefahr herbeiführt, die mit der Wirkung eines Kernspaltungsvorgangs oder der Strahlung eines radioaktiven Stoffes zusammenhängt, wird mit Gefängnis nicht unter drei Monaten bestraft. Bestraft wird auch, und zwar mit Geldstrafe bis zu 1000 DM, wer bei der Beförderung von Kernbrennstoffen die Konzessionsurkunde nicht mitführt.

Wegen der besonderen Gefährlichkeit von Atomanlagen soll auch bestraft werden, wer wissentlich eine solche Anlage oder Teile davon fehlerhaft herstellt oder liefert und dadurch eine Gemeingefahr in dem eben beschriebenen Umfang herbeiführt. Der Strafrahmen spannt sich von Gefängnis bis zu zehn Jahren Zuchthaus in besonders schweren Fällen (§ 38).

Gegenstände, auf die sich eine mit Strafe bedrohte Handlung bezieht, können oder müssen eingezogen werden (§ 39). Wenn die eingezogenen Gegenstände weder dem Täter noch einem Teilnehmer gehören oder mit dem Recht eines Dritten belastet sind, ist der Berechtigte, dem gegenüber die Einziehung wie eine Enteignung wirken würde, angemessen zu entschädigen (§ 40). In bestimmten Fällen, z. B. bei Hehlerei, kann die Pflicht zur Entschädigung entfallen.

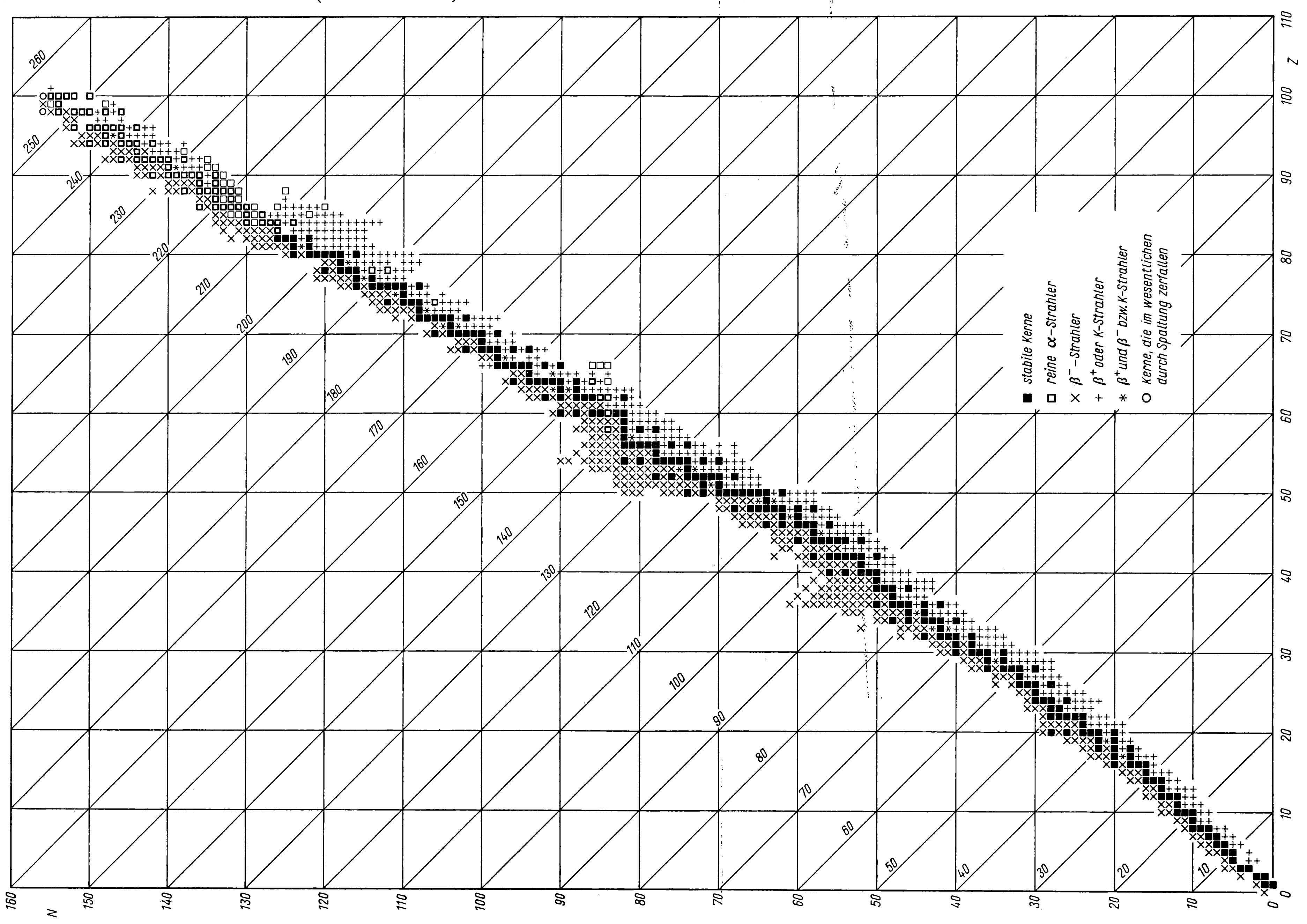
Allen Angehörigen von Behörden, die mit der Ausführung des Atomgesetzes betraut sind, und allen Sachverständigen, die amtlich zugezogen werden, ist es aus wirtschafts- und staatspolitischen Gründen verboten, Geschäfts- und Betriebsgeheimnisse, die sie erfahren, oder der ärztlichen Schweigepflicht unterliegende Geheimnisse zu offenbaren. Die Zuwiderhandlung gegen diese Bestimmung wird mit Gefängnis bis zu zwei Jahren oder mit Geldstrafe geahndet. Die Verfolgung tritt nur auf Antrag des Verletzten ein (§ 42). Wann eine Offenbarung gerechtfertigt ist, richtet sich nach allgemeinen Grundsätzen des Strafrechts. Sie kann es dann sein, wenn andere Rechtsvorschriften die Offenbarung gebieten.

Strenger als die unbefugte Offenbarung, nämlich in jedem Falle mit Gefängnis, wird der Mißbrauch von Geheimnissen bestraft (§ 42 Abs. 2). Unter den Mißbrauch fallen z. B. die Nachahmung geheimer Betriebsverfahren und die unbefugte Verwertung von Geschäfts- und Betriebsgeheimnissen.



Tabellen-Anhang

A 1. Schema aller bekannten Atomkerne (zu Abschn. 1.132). Die dicken Kästchen kennzeichnen β-stabile α-Strahler, die dünnen Kästchen sonstige α-Strahler.



A 2. Wirkungsquerschnitte für Neutronenabsorption (zu Abschn. 1.183)

Mittlere Neutronengeschwindigkeit 2200 m/s

Absorber	σ_a (barn)	Absorber	σ_a (barn)
H^1	0,33	Pd	8
D^2	0,00046	Ag	62
He^4	0,00000	Cd	2550
Li^6	945	In	190
Li^7	0,033	Sn	0,60
Be	0,01	Sb	5,5
B^{10}	4010	Te	4,5
B^{11}	0,05	J	6,7
C	0,003	Xe	35
N	1,88	Xe^{135}	3000000
O	$< 0,0002$	Cs	29
F	0,009	Ba	1,2
Na	0,56	La	8,9
Mg	0,063	Ce	0,70
Al	0,23	Pr	11
Si	0,13	Nd	46
P	0,19	Sm	5500
S	0,49	Eu	4600
Cl	31,6	Gd	46000
A	0,62	Gd^{157}	160000
K	1,97	Tb	44
Ca	0,43	Dy	1100
Sc	24	Ho	64
Ti	5,6	Er	166
V	5,1	Tm	118
Cr	2,9	Yb	36
Mn	13	Cp	108
Fe	2,53	Hf	105
Co	37	Ta	21
Ni	4,6	W	19
Cu	3,7	Re	84
Zn	1,06	Os	14,7
Ga	2,8	Ir	430
Ge	2,4	Pt	8,1
As	4,1	Au	98
Se	11,8	Hg	380
Br	6,6	Tl	3,3
Kr	28	Pb	0,17
Rb	0,70	Pb^{208}	0,0006
Sr	1,16	Bi	0,032
Y	1,38	Th^{232}	7,0
Zr	0,18	U^{233}	585
Nb	1,1	U^{235}	687
Mo	2,5	U^{238}	2,75
Ru	2,5	Pu^{239}	1065
Rh	150		

A 3. Radioaktive Eigenschaften einiger wichtiger Spaltprodukte (zu Abschn. 1.27). A Massenzahl; HWZ Halbwertszeit; E_β Maximalenergie der Beta-Strahlung in MeV, k bedeutet dabei komplexes Beta-Spektrum; E_γ Energie der Gamma-Quanten in MeV; % Häufigkeit in % gespaltener U^{235}-Atome (thermische Neutronen)

A	Element	HWZ	E_β	E_γ	%	A	Element	HWZ	E_β	E_γ	%
85	Kr	4,4 h	0,85	0,15	1,2	129	Te	1,2 h	1,8	0,3	1,0
85	Kr	10,6 a	0,7	—	0,32		J	30 Ma	0,15	0,038	
87	Kr	1,3 h	3,2	—	2,7	131	J	8 d	0,6 (k)	0,36 u.a.	2,9
88	Kr	2,77 h	2,7 u.a	2 u. a.	3,6	132	Te	78 h	0,22	0,23	4,3
	Rb	17,7 m	5,3 (k)	1,85 u.a.			J	2,3 h	—	—	
89	Sr	51 d	1,5	—	4,8	133	Xe	5,3 d	0,34	0,08	6,5
90	Sr	28 a	0,6	—	5,8	135	J	6,65 h	1,4 (k)	1,38 u.a.	
	Y	65 h	2,2	—			Xe	9,2 h	0,91	0,25	6,3
91	Sr	9,7 h	3,2 (k)	1,41 u.a.			Cs	2,1 Ma	0,21	—	
	Y	50 m	—	0,551	5,8	137	Cs	30 a	0,52	—	5,9
	Y	57 d	1,5	—			Ba	2,6 m	—	0,66	
92	Sr	2,7 h	—	—	5,0	139	Ba	85 m	2,38 (k)	0,165	6,2
	Y	3,4 h	3,6	0,94 u.a.	6,0	140	Ba	12,8 d	1,02 (k)	0,16···0,54	6,4
93	Y	10 h	3,1	0,7	6,3		La	40 h	2,2	0,09···2,5	
	Zr	0,95 Ma	0,063	—		141	La	3,7 h	2,43	—	5,7
95	Zr	65 d	0,37	0,73	6,4		Ce	33 d	0,58	0,14	
	Nb	35 d	0,16	0,95		142	La	74 m	2,5	0,63; 0,87	5,9
96	Nb	23 h	0,750	0,77 u.a.	6,3	143	Ce	33 h	1,40 (k)	0,057···1,10	6,2
97	Nb	1,2 h	1,27	0,66	6,3		Pr	13,9 h	0,93	—	
99	Mo	68 h	1,23	0,04···0,78		144	Ce	290 d	0,30 (k)	0,3···0,13	6,0
	Tc	6 h	—	0,14	6,1		Pr	17,5 m	2,97	2,2 u.a.	
	Tc	0,22 Ma	0,29	—		145	Pr	6 h	1,7	—	4,0
103	Ru	40 d	0,22	0,50	2,9	147	Nd	11 d	0,8 (k)	0,52 u.a.	2,6
	Rh	57 m	—	0,04			Pm	2,5 a	0,22	—	
106	Ru	1 a	0,039	—	0,38	149	Nd	2 h	1,5 (k)	0,030···0,65	1,3
	Rh	30 s	3,5 (k)	0,5 u.a.			Pm	50 h	0,97	0,285	
107	Pd	7 Ma	0,04	—	(0,1)	151	Sm	93 a	0,076	0,019	(0,5)
						155	Eu	1,7 a	0,24 (k)	0,018···0,102	0,031

A 4. Spaltprodukte mit den Massenzahlen 72 bis 101 (zu Abschn. 1.27)

Elemente (Ordnungszahl): 30 Zn Zink, 31 Ga Gallium, 32 Ge Germanium, 33 As Arsen, 34 Se Selen, 35 Br Brom, 36 Kr Krypton, 37 Rb Rubidium, 38 Sr Strontium, 39 Y Yttrium, 40 Zr Zirkon, 41 Nb Niob, 42 Mo Molybdän, 43 Tc Technetium, 44 Ru Ruthenium

A	Zerfallskette	Ausbeute in % der gespaltenen Kerne: langsame Neutronen U^{233}	U^{235}	Pu^{239}	schnelle Neutronen U^{238}
72	49h → 14h → stab.		$1{,}5\cdot10^{-5}$	$1{,}1\cdot10^{-4}$	
73	<2m → 5h → stab.		10^{-4}		
74	~8m → stab.				
75	82m → stab.				
76	stab.				
77	12h → 39h → stab.	0,019	$7{,}9\cdot10^{-3}$		$4\cdot10^{-3}$
78	2,1h → 1,5h → stab.		0,02		
79	86m → 9m → (4m ↓ 65000a) → stab.				
80	36s → stab.				
81	<10m → (57m ↓ 18m) → stab.		0,133		
82	stab.; 36h → stab				
83	(25m, 63s) → 2,3h → (1,9h ↓ stab.)	1,14	0,60	0,08	
84	~2m (n?) → 30m → stab.	1,90	1,1		
85	0,43s → kurz → 3m → (4,4h 79% ↓ 10,6a) → stab.	2,6	1,5		
86	stab. (2% n); 19d → stab.	3,2	2,1		
87	55,6s → 78m → nat.		2,7		
88	15,5s → 2,8h (n) → 17,7m → stab.		3,6		
89	4,5s → 3,2m → 15m → 51d → stab.	6,5	4,8	1,8	3
90	33s → 2,7m → 28a → 65h → stab.		5,8		
91	9,8s → (14m, 100s) → 9,7h → (50m ↓ 57d) → stab.	6,5	5,9	2,8	
92	3s → 80s → 2,7h → 3,4h → stab.	6,7	6,0		
93	2s → kurz → 7m → 10h → 0,95Ma (33%) → (4,2a ↓ stab.)	7,1	6,4		
94	1,4s → kurz → 2m → 16,5m → stab.	6,8	6,4		
95	kurz → kurz → kurz → 10,5m → 65d → 35d → stab.	6,1	6,3	5,6	5,5
96	23h → stab.	6,1	6,3		
97	~1s → kurz → kurz → kurz → 17h → (1m ↓ 72m) → stab.	5,6	6,3	5,3	
98	30m → stab.	5,3	5,8		
99	2,5m → 68h (87%) → (6h ↓ 0,22Ma) → stab.	4,7	6,1	6,1	5,9
100	stab.		6,3		
101	14,6m → 14,3m → stab.		5,0		

A 5. Spaltprodukte mit den Massenzahlen 102 bis 130 (zu Abschn. 1.27)

Massenzahl	Ausbeute in % der gespaltenen Kerne: langsame Neutronen U^{233}	U^{235}	Pu^{239}	schnelle Neutronen U^{238}
102		4,1		
103	0,85	2,9	5,5	7,4
104		1,8		
105		0,85	3,7	
106	0,24	0,38	4,7	2,7
107				
108				
109	0,047	0,028	1,0	
110				
111	0,022	0,018	0,27	0,072
112	0,014	0,011	0,10	
113				
114				
115	0,017	0,011	0,048	0,063
116				
117		0,010		
118				
119				
120				
121	0,018	0,014	0,041	
122				
123		0,014		
124				
125		0,023		
126		0,1		
127	0,092	0,25	0,37	0,12
128				
129		1,0		
130				

A 6. Spaltprodukte mit den Massenzahlen 131 bis 161 (zu Abschn. 1.27)

Elemente (Diagonalen): Zinn (50 Sn), Antimon (51 Sb), Tellur (52 Te), Jod (53 J), Xenon (54 Xe), Cäsium (55 Cs), Barium (56 Ba), Lanthan (57 La), Cer (58 Ce), Praseodym (59 Pr), Neodym (60 Nd), Promethium (61 Pm), Samarium (62 Sm), Europium (63 Eu), Gadolinium (64 Gd), Terbium (65 Tb), Dysprosium (66 Dy)

A	Zerfallskette	Ausbeute in % der gespaltenen Kerne: langsame Neutronen U^{233}	langsame Neutronen U^{235}	langsame Neutronen Pu^{239}	schnelle Neutronen U^{238}
131	3,4m → 23m → 25m → 8d → stab.	2,7	2,9	3,6	
132	2,2m → 2,1m → 78h → 2,3h → stab.	4,9	4,3	4,9	
133	4,4m → (60% 63m → 2m) → 21h → 5,3d → stab.		6,5	5,0	
134	50s → 44m → 53m → stab.		7,5		
135	<2m; 6,6h → (30% 15m → 9,2h) → 2,1 Ma → stab.		6,3	5,5	
136	1,5m → (6%) stab.; 12,9d → stab.	1,7	6,2	1,9	
137	22s → 3,4m → 30a → (95% 2,6m → stab.)		5,9		
138	5,9s → 17m → 32m → stab.		5,7		
139	2,7s → 41s → 9,5m → 85m → stab.		6,2	5,4	5,1
140	16s → 66s → 12,8d → 40h → stab.	6	6,4	5,4	5
141	1,7s → kurz → 18m → 3,7h → 33d → stab.		5,7	4,9	
142	1m → 6m → 74m → stab.		5,9		
143	1s → kurz → <0,5m → 19m → 33h → 13,9h → stab.		6,2		
144	~1s → kurz → kurz → kurz → 290d → 17,5m → stab.	3,4	6,0	3,7	
145	0,8s → kurz → kurz → kurz → 3m → 6h → stab.		4,0		
146	14m → 25m → stab.		3,2		
147	11d → 2,5a → stab.	0,6	2,6		
148	stab.		1,8		
149	2h → 50h → stab.		1,3		
150	stab.		0,7		
151	15m → 27,5h → 93a → stab.				
152	stab.				
153	<5m → 47h → stab.	0,08	0,14	0,39	
154	stab.				
155	<5m → 24m → 1,7a → stab.		0,031	0 21	
156	<5m → ~10h → 14d → stab.		0,013		
157	15,4h → stab.		$7,4 \cdot 10^{-3}$		
158	1h → stab.		$2 \cdot 10^{-3}$	0,12	0,063
159	18h → stab.		$1,1 \cdot 10^{-3}$		
160	stab.				
161	7d → stab.		$8 \cdot 10^{-5}$		

A 7. Schwächungskoeffizienten von Uran (zu Abschn. 1.344)

Quantenenergie MeV	Streuwirkungsquerschnitt pro Atom (kohärent + inkohärent) 10^{-24} cm²	σ_{Photo} pro Atom $K+L+M$-Schale 10^{-24} cm²	σ_{Paar} Kern 10^{-24} cm²	σ_{Paar} Elektr.-Hülle 10^{-24} cm²	Total 10^{-24} cm²	Total cm²/g
1,5	16,2	5,1	0,88		22,2	0,0562
2,0	13,7	3,3	2,1		19,1	0,0483
3,0	10,7	1,9	4,6	0,005	17,2	0,0435
4,0	8,88	1,3	7,1	0,017	17,3	0,0438
5,0	7,62	1,0	9,3	0,032	18,0	0,0455
6,0	6,74	0,81	11,0	0,048	18,6	0,0471
8,0	5,51	0,59	13,6	0,077	19,8	0,0501
10	4,69	0,46	15,7	0,11	21,0	0,0531
15	3,47	0,30	19,8	0,16	23,7	0,0600
20	2,78	0,22	22,9	0,21	26,1	0,0660
30	2,023	0,15	27,3	0,28	29,8	0,0754
40	1,606	0,11	30,3	0,34	32,4	0,0820
50	1,340	0,09	32,4	0,38	34,2	0,0865
60	1,154		34,2	0,41	35,8	0,0906
80	0,909		36,6	0,47	38,0	0,0961
100	0,754		38,4	0,51	39,7	0,100

A 8. Massen-Schwächungskoeffizienten von Beton (zu Abschn. 1.344). Zusammensetzung: 0,56% H_2, 49,56% O_2, 31,35% Si, 4,56% Al, 8,26% Ca, 1,22% Fe, 0,24% Mg, 1,71% Na, 1,92% K, 0,12% S

Quantenenergie MeV	Massen-Schwächungskoeffizient cm²/g	Quantenenergie MeV	Massen-Schwächungskoeffizient cm²/g	Quantenenergie MeV	Massen-Schwächungskoeffizient cm²/g
0,01	24,6	0,30	0,107	6,0	0,0268
0,015	7,68	0,40	0,0954	8,0	0,0243
0,02	3,34	0,50	0,0870	10,0	0,0229
0,03	1,10	0,60	0,0804	15	0,0214
0,04	0,542	0,80	0,0706	20	0,0209
0,05	0,350	1,0	0,0635	30	0,0209
0,06	0,267	1,5	0,0517	40	0,0213
0,08	0,197	2,0	0,0445	50	0,0217
0,10	0,169	3,0	0,0363	60	0,0222
0,15	0,139	4,0	0,0317	80	0,0230
0,20	0,124	5,0	0,0287	100	0,0237

A 9. Physikalische Eigenschaften von Uran (zu Abschn. 2.122)

Dichte	hochreines Uran (25 °C)	(19,05 ± 0,02) g/cm³
	errechnet aus dem Röntgendiagramm	19,04 g/cm³
	geschmiedetes Material	(18,7 – 19,07) g/cm³
Umwandlungspunkte	α-U (orthorombisch) in β-U (tetragonal)	668 °C
	β-U in γ-U (raumzentriert kubisch)	774 °C
Schmelzpunkt		(1132 ± 1) °C
Siedepunkt	extrapoliert aus Dampfdruckmessungen	3818 °C

Dampfdruck im Temperaturbereich 1630 °K bis 1970 °K:

$$\lg(p/\text{Torr}) = \frac{(2330 \pm 21)\,°\text{K}}{T} + (8{,}583 \pm 0{,}011)$$

Thermische Ausdehnung (10^{-6}/°C) aus Röntgendiagrammen	Achse	0 bis 125 °C	0 bis 325 °C	0 bis 650 °C
	a_0	19,91	25,02	35,8
	b_0	−3,14	−2,99	−9,31
	c_0	21,48	23,72	33,17

Schmelzwärme	7 kcal/mol
Verdampfungswärme	(106,7 ± 0,1) kcal/mol
Sublimationswärme bei 0 °K	(116,6 ± 0,1) kcal/mol
Enthalpie bei 25 °C	(1521,4 ± 1,6) cal/mol
Spezifische Wärme bei 25 °C	(6,612 ± 0,007) cal/mol °C
Entropie bei 25 °C	(11,99 ± 0,02) cal/mol °C
Wärmeleitfähigkeit bei 70 °C	0,071 cal/cm · s · °C
Temperaturkoeffizient im Temperaturbereich 100 bis 225 °C	+ 1,5 · 10^{-3}/°C
Temperaturkoeffizient im Temperaturbereich 225 bis 450 °C	+ 0,4 · 10^{-3}/°C
Linearer Ausdehnungskoeffizient (angenähert)	18 · 10^{-6}/°C

A 10. Festigkeitseigenschaften von Uran (zu Abschn. 2.122)

Zustand	Temperatur °C	Zerreiß-festigkeit kp/mm²	Streckgrenze (0,2%) kp/mm²	Dehnung
Gußzustand	20	38	19	4
gewalzt bei 300 °C	20	75	29	6,8
und 12 h bei	300	24	12	49,0
600 °C angelassen	500	7,5	3,5	61,0

Literatur zu A 11, S. 955:

[1]) Culler, F. L., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 464, P/822.
[2]) Lawroski, S., Levenson, M., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/III.
[3]) Flanary, J. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 528, P/539.
[4]) Irish, E. R., Reas, W. H., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/V.
[5]) Cuninghame, S. G., Miles, G. L., J. Appl. Chem. 7 (1957), 2.
[6]) Culler, F. L., Bruce, F. R., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 484, P/541.
[7]) Stevenson, C. E., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/VIII.
[8]) Gresky, A. T., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 505, P/540.
[9]) Bruce, F. R., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/IX.

A 11. Lösungsmittelextraktionsverfahren zur chemischen Trennung von Kernbrennstoff, Brutmaterial und Spaltprodukten (zu Abschn. 2.142). Aus: Culler, F. L., Genf. Ber. 1955, Bd. 9, S. 464, P/822; Stevenson, C. E., Symp. Chem. Proc., Brüssel 1957, Sess. I/VIII

Prozeß	Anwendung	Eingespeistes Material	Organische Phase	Wässerige Phase	Katalysator zur Auflösung	Aussalzmittel	Bewirkte Trennung	log. Dekontaminierungsfaktor für n Zyklen: n	für	α	β	γ	Literatur
Redox	Trennung und Dekontaminierung von U und Pu	Nat. U Al-Umkleidung	Hexon	HNO_3	—	$Al(NO_3)_3$	S.P.—Pu—U	2	U Pu		6,0 7,5	6,5 7,7	[1] [2]
Purex		Nat. U Al-Umkleidung	30% TBP in Kwstoff	HNO_3	—	HNO_3	S.P.—Pu—U	2	U Pu		6,82 6,89	6,43 6,30	[1] [3] [4]
Metal Recovery		Basisch gefälltes U + Sp. Prod.	12,5% TBP in Kwstoff	HNO_3	—	HNO_3	U—S.P.	1	s. Erden 5,3	Pu α 2,5	6,0	6,5	[1]
TTA-Chelation		Nat. U Al-Umkleidung	0,25 M TTA in Hexon	HNO_3	—	$Al(NO_3)_3$	Pu—S.P.—U						[1] [5]
25-Hexon	Dekontaminierung von anger. U^{235} und Trennung von Al	U-Al-Legierg. Al-Umkleidung	Hexon	HNO_3	$Hg(NO_3)_2$	$Al(NO_3)_3$	(S.P.+Pu)—U	2	U	Pu α 3,25	6,45	6,20	[1] [6] [7]
25-TBP		U-Al-Legierg. Al-Umkleidung	5% TBP in Kwstoff	HNO_3	$Hg(NO_3)_2$	HNO_3 $Al(NO_3)_3$	(S.P.+Pu)—U	2	U	Pu α >6.0	6,57	7,96	[1] [7]
25-TBP-Hexon		U-Al-Legierg. Al-Umkleidung	Extr.: 4,5% TBP Dekont.: Hexon	HNO_3	$Hg(NO_3)_2$	HNO_3 $Al(NO_3)_3$	(S.P.+Pu)—U	3	U		6,47	6,30	[7]
25-TBP-Hexon	Zr	U-Zr-Legierung Zr-Umkleidung	Extr.: 10% TBP Dekont: Hexon	HNO_3	Auflösung in HF	$Al(NO_3)_3$	(S.P.+Pu)—U	3			6,30	6,30	[7]
25-TBP-Hexon	Stahl	U-Stahl-Leg. Stahl-Umkleidg.	Extr. 10% TBP Dekont.: Hexon	HNO_3	Auflösung in H_2SO_4	HNO_3	(S.P.+Pu)—U						[7]
25-Hexon		anger. U unleg.	Hexon	HNO_3	$Hg(NO_3)_2$	$Al(NO_3)_3$	(S.P.+Pu)—U	2			5,2	4,85	[7]
Halex		anger. U unleg.	10% TBP in CCl_4	HNO_3	—	HNO_3	(S.P.+Pu)—U	1	U		4,7	4,7	[7]
Interim 23-Hexon	Trennung von Th, Pa und U^{233}	Th Al-Umkleidung	Hexon	HNO_3	F^-	$Al(NO_3)_3$ HNO_3	(S.P.+Th) —(U+Pa)						[1]
Interim 23-TBP		Th Al-Umkleidung	1,5% TBP in Kwstoff	HNO_3	$F^- + Hg^{++}$	$Al(NO_3)_3$ HNO_3	(S.P.+Th +Pa)—U						[1]
Thorex		Th Al-Umkleidung	42,5% TBP in Kwstoff	HNO_3	$F^- + Hg^{++}$	$Al(NO_3)_3$ HNO_3	S.P.—Th —Pa—U	1	Th U^{233}		5,30 8,30	4,30 6,84	[1] [8] [9]

A 12. Physikalische Eigenschaften von reinem, nach dem Jodidverfahren hergestelltem Zirkonium (zu Abschn. 2.172) [3] usw. vgl. Zus. Lit. S. 199

Ordnungszahl	40
Atomgewicht	91,22
Dichte [4]	$(6{,}49 \pm 0{,}001)\ g \cdot cm^{-3}$
Schmelzpunkt [3]	(1852 ± 2) °C
Allotrope Umwandlung [3]	Das hexagonale Alpha-Zirkonium geht bei 862 °C in das kubisch raumzentrierte Beta-Zirkonium über.
Dampfdruck [4]	$\lg(p/\mathrm{at}) = -31{,}066\ °K/T + 7{,}3351 - 2{,}415 \cdot 10^{-4}\ T/°K$ $(1949\ °K < T < 2054\ °K)$
Spezifische Wärme [4]	$0{,}0693\ cal\ g^{-1}\ grad^{-1}$ $(25\ °C < t < 100\ °C)$
Schmelzwärme [4]	$5{,}5\ kcal\ mol^{-1}$
Verdampfungswärme [4]	$(142{,}15 \pm 0{,}35)\ kcal\ mol^{-1}$
Thermische Ausdehnung [3]	$25\ °C < t < 620\ °C$ α-Zr $\parallel a$ – Achse: $5{,}5 \cdot 10^{-6}\ grad^{-1}$ $\parallel c$ – Achse: $10{,}8 \cdot 10^{-6}\ grad^{-1}$ Mittlerer Ausdehnungskoeffizient: $7{,}2 \cdot 10^{-6}\ grad^{-1}$ β-Zr $t > 862\ °C$ $9{,}7 \cdot 10^{-6}\ grad^{-1}$
Wärmeleitfähigkeit [4]	$0{,}04\ cal\ cm^{-1}\ s^{-1}\ grad^{-1}$ bei 125 °C
Elektrischer Widerstand [3]	$0{,}45\ \Omega\ mm^2\ m^{-1}$
Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes [4]	$0\ °C < t < 200\ °C$ $44 \cdot 10^{-4}\ grad^{-1}$
Thermokraft [4]	Zr-Ag; $100\ °C < t < 400\ °C$ $e = (11{,}3 - 0{,}033\ t/°C)\ mV \cdot grad^{-1}$
Magnetische Eigenschaften [6]	Linearer Anstieg der paramagnetischen Suszeptibilität von ca. $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ bei 20 °K bis $1{,}55 \cdot 10^{-6}$ bei 1000 °K.
Austrittsarbeit [4]	4,1 *eV*
Neutroneneinfangquerschnitt [3]	$(0{,}18 \pm 0{,}02)$ barn (Neutronengeschwindigkeit $2200\ m\ s^{-1}$)
Natürlich vorkommende Isotope, ihre Häufigkeit und ihr Neutronenabsorptionsquerschnitt	Zr^{90} 51,5% 0,1 barn Zr^{91} 11,2% 1,5 barn Zr^{92} 17,1% 0,25 barn Zr^{94} 17,4% 0,08 barn Zr^{96} 2,8% 0,10 barn
Reaktion der Isotope bei der Neutronenabsorption [3]	$Zr^{90}(n, \gamma)\ Zr^{91}$ stabil $Zr^{91}(n, \gamma)\ Zr^{92}$ stabil $Zr^{92}(n, \gamma)\ Zr^{93} \xrightarrow[\beta-]{5 \cdot 10^6\ a} Nb^{93}$ $Zr^{94}(n, \gamma)\ Zr^{95} \xrightarrow[\beta-, \gamma]{6{,}5\ d} Nb^{95}$ $Zr^{96}(n, \gamma)\ Zr^{97} \xrightarrow[\beta-, \gamma]{17\ h} Nb^{97}$

A 13. Physikalische Eigenschaften einiger Elemente (zu Abschn. 2.171)

Zusammengestellt nach Angaben im Reactor Handbook, Bd. 3, Materials, New York 1955, McGraw Hill

Ordnungszahl	Element	Atomgewicht A	Absorptionsquerschnitt σ für thermische Neutronen (E_{kin} = 0,025 eV ≙ 2,2 · 10⁵ cm · s⁻¹) barn = 10⁻²⁴ cm²	Absorptionsquerschnitt Σ/ρ für thermische Neutronen cm² · g⁻¹	Dichte bei 20 °C g · cm⁻³	Schmelzpunkt °C	Siedepunkt °C	spez. Wärme bei 20 °C cal · g⁻¹ · °C⁻¹	Linearer Ausdehnungskoeffizient bei 20° 10⁻⁶ °C⁻¹	Wärmeleitfähigkeit bei 20° cal s⁻¹ °C⁻¹ cm⁻¹	Spezifischer elektrischer Widerstand Ω · cm · 10⁻⁶ (Temp. in °C)	Kristallstruktur	Atomradien nach Goldschmidt Å
1	H	1,008	0,330 ± 0,007	0,1980	0,08375 × 10⁻³	− 259,4	− 252,7	3,45	—	4,06 · 10⁻⁴	—	hexagonal	0,46
2	He	4,003	0,0000	0,00000	0,1664 × 10⁻³	−271,4	− 268,9	1,25	—	3,32 · 10⁻⁴	—	hex. dicht. Packg.	—
3	Li	6,940	67,0 ± 2,0	5,80	0,53	186	1370	0,79	56	0,17	8,55 (0°)	kub. raumzentr.	1,57
4	Be	9,020	0,0090 ± 0,0005	0,00060	1,85	1315	2970	0,43	11,6	0,38	5,9 (0°)	hex. dicht. Packg.	1,13
5	B	10,82	750,0 ± 10	42	2,3	2000	2550	0,263	8,3	—	1,8·10¹² (0°)	tetrag.-hexagonal	0,97
6	C	12,01	0,0032 ± 0,0002	0,00022	2,22	3700	4830	0,165	0,6 × 4,3	0,057	1,375 (0°)	hexagonal	0,77
7	N	14,008	1,88 ± 0,05	0,076	1,1649 × 10⁻³	− 210	− 195,8	0,247	—	0,00006	—	hexagonal	0,71
8	O	16,000	<0,0002	<0,0000075	1,3318 × 10⁻³	− 218	− 183	0,218	—	0,000059	—	—	0,60
11	Na	22,997	0,505 ± 0,01	0,0132	0,97	97,7	892	0,295	71	0,32	4,2 (0°)	kub. raumzentr.	1,92
12	Mg	24,320	0,063 ± 0,004	0,00156	1,74	650	1120	0,250	26	0,38	4,46 (0°)	hex. dicht. Packg.	1,60
13	Al	26,970	0,230 ± 0,005	0,00512	2,699	600,2	2327	0,215	23,8	0,503	2,655 (20°)	kub. flächenzentr.	1,43
14	Si	28,060	0,13 ± 0,03	0,0028	2,33	1430	2300	0,162	2,8 · 7,3	0,20	10⁵ (0°)	diagonal kubisch	(1,17)
15	P	30,980	0,19 ± 0,03	0,0037	1,82	44,1	280	0,177	125		10¹⁷ (11°)	—	(1,09)
16	S	32,060	0,49 ± 0,02	0,0092	2,07	119,0	444,6	0,175	64	6,31 · 10⁻⁴	2 · 10²³ (20°)	flächenzentr.orthoromb.	(1,04)
19	K	39,069	1,97 ± 0,06	0,030	0,86	63	770	0,177	83	0,24	6,15 (0°)	kub. raumzentr.	2,34
20	Ca	40,08	0,43 ± 0,02	0,0065	1,55	850	1440	0,149	22	0,3	3,43 (0°)	kubisch flächenzentr.	1,97
22	Ti	47,90	5,6 ± 0,4	0,070	4,51	1690	3535	0,137	3,5	0,41	48 (20°)	hex. dicht. Packg.	1,47
23	V	50,95	5,1 ± 0,2	0,060	6,1	1710	3400	0,127	8,3	0,07	25 (20°)	kub. raumzentr.	1,36
24	Cr	52,01	2,9 ± 0,1	0,033	7,19	1890	2500	0,110	6,2	0,160	13,0 (28°)	kub. raumzentr.	1,28
25	Mn	54,93	12,6 ± 0,6	0,139	7,34	1245	2150	0,115	22	—	185 (20°)	komplex kubisch	(1,60)
26	Fe	55,85	2,43 ± 0,08	0,026	7,87	1539	2740	0,11	11,7	0,18	9,71 (20°)	kub. raumzentr. kub. flächenzentr.	1,28
27	Co	58,94	37,0 ± 1,5	0,350	8,8	1495	2900	0,102	14,2	0,165	5,6 (0°)	hex. dicht. Packg.	1,25
28	Ni	58,69	4,5 ± 0,2	0,046	8,9	1455	2730	0,105	13,3	0,22	6,84 (20°)	kub. flächenzentr.	1,25
29	Cu	63,57	3,69 ± 0,12	0,034	8,96	1083	2600	0,092	16,5	0,94	1,673 (20°)	kub. flächenzentr.	1,28
30	Zn	65,38	1,06 ± 0,05	0,0098	7,133	419,46	906	0,0915	39,7	0,27	5,916 (20°)	hex. dicht. Packg.	1,32
40	Zr	91,22	0,18 ± 0,02	0,00119	6,5	1845	>2900	0,069	5	0,057	41,0 (0°)	hex. dicht. Packg.	1,60
41	Nb	92,91	1,10 ± 0,10	0,0071	8,57	2415	2900	0,065	7,1	—	13,0 (18°)	kub. raumzentriert	1,47
42	Mo	95,95	2,40 ± 0,2	0,0151	10,2	2622	4800	0,061	0,1	0,32	5,17 (0°)	kub. raumzentriert	1,40
48	Cd	112,41	2550 ± 100	13,6	8,65	321	765	0,055	31,8	0,22	7,51 (18°)	hex. dicht. Packg.	1,52
50	Sn	118,70	0,65 ± 0,05	0,0033	7,298	231,9	2270	0,054	23	0,16	11,5 (20°)	raumzentr. tetrag.	1,58
58	Ce	140,13	0,70 ± 0,08	0,0030	6,78	780,0	2420	0,043	—	—	18,83 (20°)	kub. raumzentr.	2,70
72	Hf	178,60	105 ± 5	0,353	13,36	2130	>3200	0,035	5,9	—	32,7 (0°)	hex. dicht. Packg.	1,59
73	Ta	180,88	21,3 ± 1,0	0,071	16,60	2996	4100	0,036	6,5	0,13	12,4 (18°)	kub. raumzentriert	1,47
74	W	183,93	19,2 ± 1,0	0,063	19,20	3395	5930	0,032	4,4	0,40	5,5 (20°)	kub. raumzentr.	1,41
80	Hg	200,61	380 ± 20	1,14	13,55	− 38,87	357	0,033	—	0,021	49,1 (0°)	rhomboedrisch	1,55
82	Pb	207,21	0,170 ± 0,01	0,00050	11,34	327,4	1740	0,031	29,3	0,083	20,65 (20°)	kub. flächenzentr.	1,75
83	Bi	209,00	0,032 ± 0,003	0,000092	9,80	271,0	1627	0,29	13,4	0,019	106,8 (0°)	rhomboedrisch	1,82

A 14. Massenabsorptionskoeffizienten μ/ϱ in cm^2/g für verschiedene Stoffe in Abhängigkeit von der Energie (zu Abschn. 2.831)

Energie MeV	H_2O	Al	Fe	Sn	W	Pb	U
0,1	0,171	0,169	0,370	1,65	4,36	5,46	1,26 4,78 (K-Kante)
0,2	0,137	0,122	0,146	0,324	0,747	0,942	1,20
0,3	0,119	0,104	0,110	0,163	0,310	0,378	0,476
0,4	0,106	0,0927	0,0939	0,115	0,184	0,220	0,273
0,6	0,0894	0,0779	0,0769	0,0797	0,105	0,119	0,142
0,8	0,0786	0,0683	0,0668	0,0660	0,0789	0,0866	0,0987
1,0	0,0706	0,0614	0,0598	0,0573	0,0655	0,0703	0,0779
2,0	0,0493	0,0431	0,0422	0,0407	0,0432	0,0456	0,0483
3,0	0,0396	0,0353	0,0359	0,0361	0,0400	0,0413	0,0435
4,0	0,0339	0,0310	0,0330	0,0350	0,0400	0,0416	0,0438
6,0	0,0242	0,0266	0,0305	0,0356	0,0426	0,0445	0,0471
8,0	0,0221	0,0243	0,0298	0,0370	0,0449	0,0471	0,0501
10,0	0,0194	0,0232	0,0300	0,0388	0,0475	0,0503	0,0531

A 15. Massenenergieabsorptionskoeffizienten für Röntgen- und Gamma-Strahlung (zu Abschn. 2.971)

Quanten-Energie MeV	Massenenergieabsorptionskoeffizienten $_m\mu_E$ cm^2/g															$f = 0{,}877 \cdot \frac{(_m\mu_E)\text{Medium}}{(_m\mu_E)\text{Luft}}$		
	H	C	N	O	Na	Mg	P	S	A	K	Ca	H_2O	Luft	Knochen	Muskel	$\frac{H_2O}{\text{Luft}}$	$\frac{\text{Knochen}}{\text{Luft}}$	$\frac{\text{Muskel}}{\text{Luft}}$
0,010	0,00992	1,94	3,42	5,50	15,4	20,9	40,1	49,7	62,0	77,0	89,8	4,89	4,66	19,0	4,96	0,920	3,58	0,933
0,015	0,0110	0,517	0,916	1,49	4,43	6,09	11,9	15,2	19,4	24,6	28,9	1,32	1,29	5,89	1,36	0,897	4,00	0,925
0,020	0,0133	0,203	0,360	0,587	1,77	2,47	5,00	6,41	8,31	10,5	12,5	0,523	0,516	2,51	0,544	0,889	4,27	0,925
0,030	0,0186	0,0592	0,102	0,163	0,482	0,684	1,45	1,85	2,46	3,12	3,75	0,147	0,147	0,743	0,154	0,877	4,43	0,919
0,040	0,0230	0,0306	0,0465	0,0700	0,194	0,274	0,570	0,731	0,974	1,25	1,52	0,0647	0,0640	0,305	0,0677	0,887	4,18	0,928
0,050	0,0270	0,0226	0,0299	0,0410	0,0996	0,140	0,282	0,361	0,484	0,626	0,764	0,0394	0,0384	0,158	0,0409	0,900	3,61	0,934
0,060	0,0305	0,0203	0,0244	0,0304	0,0637	0,0845	0,166	0,214	0,284	0,367	0,443	0,0304	0,0292	0,0979	0,0312	0,913	2,94	0,937
0,080	0,0362	0,0201	0,0218	0,0239	0,369	0,0456	0,0780	0,0971	0,124	0,158	0,191	0,0253	0,0236	0,0520	0,0255	0,940	1,93	0,948
0,10	0,0406	0,0213	0,0222	0,0232	0,0288	0,0334	0,0500	0,0599	0,0725	0,0909	0,111	0,0252	0,0231	0,0386	0,0252	0,957	1,47	0,957
0,15	0,0485	0,0246	0,0249	0,0252	0,0258	0,0275	0,0315	0,0351	0,0368	0,0433	0,0488	0,0278	0,0251	0,0304	0,0276	0,971	1,06	0,964
0,20	0,0530	0,0267	0,0267	0,0271	0,0265	0,0277	0,0292	0,0310	0,0302	0,0339	0,0367	0,0300	0,0268	0,0302	0,0297	0,982	0,988	0,972
0,30	0,0573	0,0288	0,0289	0,0289	0,0278	0,0290	0,0290	0,0301	0,0278	0,0304	0,0319	0,0320	0,0288	0,0311	0,0317	0,977	0,947	0,965
0,40	0,0587	0,0295	0,0296	0,0296	0,0283	0,0295	0,0290	0,0301	0,0274	0,0299	0,0308	0,0329	0,0296	0,0316	0,0325	0,975	0,936	0,963
0,50	0,0589	0,0297	0,0297	0,0297	0,0284	0,0293	0,0288	0,0300	0,0271	0,0294	0,0304	0,0330	0,0297	0,0316	0,0327	0,974	0,933	0,966
0,60	0,0588	0,0296	0,0296	0,0296	0,0283	0,0292	0,0287	0,0297	0,0270	0,0291	0,0301	0,0329	0,0296	0,0315	0,0326	0,975	0,933	0,966
0,80	0,0573	0,0288	0,0289	0,0289	0,0276	0,0285	0,0280	0,0287	0,0261	0,0282	0,0290	0,0321	0,0289	0,0306	0,0318	0,974	0,929	0,965
1,0	0,0555	0,0279	0,0280	0,0280	0,0267	0,0275	0,0270	0,0280	0,0252	0,0272	0,0279	0,0311	0,0280	0,0297	0,0308	0,974	0,927	0,965
1,5	0,0507	0,0255	0,0255	0,0255	0,0243	0,0250	0,0245	0,0254	0,0228	0,0247	0,0253	0,0283	0,0255	0,0270	0,0281	0,973	0,929	0,966
2,0	0,0464	0,0234	0,0234	0,0234	0,0225	0,0232	0,0228	0,0235	0,0212	0,0228	0,0234	0,0260	0,0234	0,0248	0,0257	0,974	0,929	0,963
3,0	0,0398	0,0204	0,0205	0,0206	0,0199	0,0206	0,0204	0,0210	0,0193	0,0208	0,0213	0,0227	0,0205	0,0219	0,0225	0,971	0,937	0,963
4,0	0,0351	0,0184	0,0186	0,0187	0,0184	0,0191	0,0192	0,0199	0,0182	0,0199	0,0204	0,0205	0,0186	0,0199	0,0203			
5,0	0,0316	0,0170	0,0172	0,0174	0,0173	0,0181	0,0184	0,0192	0,0176	0,0193	0,0200	0,0190	0,0173	0,0186	0,0188			
6,0	0,0288	0,0160	0,0162	0,0166	0,0166	0,0175	0,0179	0,0187	0,0175	0,0190	0,0198	0,0180	0,0163	0,0178	0,0178			
8,0	0,0249	0,0145	0,0148	0,0154	0,0158	0,0167	0,0175	0,0184	0,0172	0,0190	0,0197	0,0165	0,0150	0,0165	0,0163			
10,0	0,0222	0,0137	0,0142	0,0147	0,0154	0,0163	0,0174	0,0183	0,0173	0,0191	0,0201	0,0155	0,0144	0,0159	0,0154			

A 16. Beispiele typischer Forschungs- und Materialprüfreaktoren (zu Abschn. 3.1)

Name Standort	Brennstoff Anreicherung	Menge Spaltstoff	Reaktorkern-dimensionen	Moderator	Mittlere Neutronenflußdichte n/cm²s	Leistung	Kühlmittel	Kühlmitteltemperatur °C	Bemerkungen
X-10 New York USA	nat. Uran	430 kg	Kubus von ~ 564 cm Kantenlänge	C	$5 \cdot 10^{11}$	3,8 MW	Luft	165 Ausgangstemperatur	
NRX Chalk River Canada	nat. Uran	75 kg	D = 270 cm H = 320 cm	D_2O	$2 \cdot 10^{13}$	40 MW	D_2O	66···88	
NRU Chalk River Canada	nat. Uran	~85 kg	D = 335 cm H = 345 cm	D_2O	$3 \cdot 10^{14}$	200 MW	D_2O	49···75	Weiterentwicklung des NRX
FRM München Deutschland	U, 20 % U^{235}	4,3 kg	Prisma H = 60 cm	H_2O	$6{,}6 \cdot 10^{12}$	1 MW	H_2O	32···36	Swimming Pool
CP 5 Argonne USA	U, ~ 90 % U^{235}	~ 2,1 kg	D = 61 cm H = 61 cm	D_2O		4 MW	D_2O	~ 50° am Ausgang; das Kühlmittel wird im Reaktor um 13° aufgewärmt	
MTR Arco USA	U, 90 % U^{235}	5 kg	H = 38,1 cm 68,5 cm · 62,6 cm	H_2O	$2 \cdot 10^{14}$	40 MW	H_2O	38···44	Materialprüfung; Isotopenproduktion in Zonen mit niedriger Flußdichte
ETR Arco USA	U, > 90 % U^{235}	14,1 kg	Prisma H = 92 cm 81 cm · 81 cm	H_2O	$4 \cdot 10^{14}$(th.) $1{,}5 \cdot 10^{15}$ (epitherm.)	175 MW	H_2O	44···59	Weiterentwicklung d. MTR mit mehr Raum für Experimente bei hoher Flußdichte im Reaktorkern
Argonaut Argonne USA	U, 20 % U^{235}	2,2···5,0 kg je nach Anordnung d. Brennelemente im Ring	R_a = 45 cm R_i = 30 cm H = 60 cm	H_2O } C }	10^{11} max	dauernd bis 1 kW	H_2O		Ringf. Reaktorgefäß; außen u. innen Graphit; in den Ring können MTR-Elemente in verschiedener Anzahl u. Anordnung eingebaut werden.
Supo Los Alamos USA	$UO_2(NO_3)_2$, 88,7 % U^{235}	0,87 kg	R = 15 cm Kugel	H_2O	10^{12}	45 kW	H_2O	60	Homogen, Water Boiler, Kühlschlange im Reaktorgefäß; Reaktoren dieses Typs in Frankfurt und Berlin.
Zephyr Harwell England	Pu, U	~ 30 kg Pu ~ 20 kg U^{238}	D = 15 cm H = 15 cm	—	$8 \cdot 10^{8}$ bei 2 W (schnell)	2···30 W	—	—	

A 17. Beispiele typischer Kraftwerksreaktoren (zu Abschn. 3.1)

Name Standort	Brennstoff Anreicherung	Menge Spaltstoff	Reaktorkern-dimensionen	Mode-rator	Mittlere Neutronenflußdichte n/cm^2s	Leistung (MW)	Kühl-mittel	Kühlmittel-temperatur °C	Bemerkungen
Calder Hall Cumberland England	nat. Uran	800 kg	D = 945 cm H = 640 cm	C	10^{12}	191 (therm.) 42 (el.) je Reaktor	CO_2	Ausgangstemp. 350	
APS 1 bei Moskau UdSSR	U, 5 % U^{235}	550 kg	D = 150 cm H = 170 cm	C	$5 \cdot 10^{13}$	30 (therm.) 5 (el.)	H_2O	190···270	Brennstoffstäbe innen gekühlt
PWR Shipping-port, Penns. USA	U (~93 % U^{235} und UO_2 (nat.)[1])	175 kg	D = 207 cm H = 180 cm	H_2O		230 (therm.) 60 (el.)	H_2O	267···281	Druckwasserreaktor; Reaktorkern im Druckkessel für ~ 140 at
EBWR Argonne USA	U, nat. und mit 1,44 % U^{235}	~ 12 kg	D = 122 cm H = 122 cm	H_2O (später D_2O)	10^{13}	20 (therm.) 5 (el.)	H_2O (später D_2O)	270	Exp. Siedewasser-Kraftwerksreaktor; benötigt keinen Wärmetauscher
Dresden Illinois USA	UO_2; im Mittel 1,5 % U^{235} (nicht konst. über den Kern)	~ 800 kg	D = 320 cm H = 305 cm	H_2O		630 (therm.) 180 (el.)	H_2O		Siedewasserreaktor; dualer Kreislauf[2])
SRE Los Angeles USA	U, 2,78 % U^{235}	62,5 kg	D = 183 cm H = 183 cm	C	$3{,}5 \cdot 10^{13}$	20 (therm.) 6 (el.)	Na	260···515	
HRT-1 Oak Ridge USA	UO_2SO_4, 90 % U^{235}	5,2 kg	D = 81 cm	D_2O	$7 \cdot 10^{13}$	5,22 (therm.) 0,3 (el.)	Brennstofflösung wird umgepumpt	250···300	Homogen; 140 at im Reaktor; keine Regel- oder Sicherheitsstäbe; großer neg. Temperaturkoeffizient
EBR II Arco USA	U, 50 % U^{235}	~ 350 kg	D = 48,5 cm H = 35,6 cm	—	~ $2 \cdot 10^{15}$ schnell	60 (therm.) 20 (el.)	Na	bis 480	Schneller Brüter
OMRE Arco USA	UO_2, 100 % U^{235}	~ 20 kg	$\bar{H}$ = 61 cm 61 cm · 92 cm	Poly-phenyl	bei 16 MW: $\Phi_{th} = 5{,}3 \cdot 10^{13}$ $\Phi_{schnell} = 2{,}4 \cdot 10^{14}$	zwischen 5 und 16 MW (therm.)	Poly-phenyl	zwischen 260 und 370	

1) Quadratisches Hohlprisma aus hochangereichertem U, Mantel aus UO_2

2) Der im Reaktor erzeugte Dampf wird einerseits direkt der Turbine zugeführt. Andererseits wird das im Reaktor nicht verdampfte Wasser in einem Wärmetauscher unterkühlt. Der auf der Sekundärseite des Wärmetauschers erzeugte Dampf wird der Turbine unter einem niedrigeren Druck zugeführt als der direkte Dampf.

A 18 bis A 22. Stoffwerte für Wasser[1]) (zu Abschnitt 3.41)

A 18. Stoffwerte für Wasser bei 1 at für $\vartheta = 0$ bis 100 °C bzw. beim Sättigungsdruck für $\vartheta = 100$ bis 374,2 °C (krit. Temperatur)

ϑ Temperatur p absoluter Druck ϱ Dichte c_p spez. Wärme bei konstantem Druck λ_w Wärmeleitfähigkeit η dynamische Zähigkeit $\nu = \eta/\varrho$ kinematische Zähigkeit β räumlicher Wärmeausdehnungskoeffizient χ Kompressibilität a Temperaturleitfähigkeit Pr Prandtl-Zahl r Verdampfungswärme bei der Siedetemperatur ϑ

ϑ °C	p at	ϱ kg/m³	c_p kcal$_{IT}$/kg grad	λ_w kcal$_{IT}$/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	$\eta \cdot 10^6$ kg/m s	$\nu \cdot 10^6$ m²/s	$\beta \cdot 10^3$ 1/grad	$\chi \cdot 10^6$ 1/at	$a \cdot 10^3$ m²/h	Pr	r kcal$_{IT}$/kg
0	1	999,8	1,0074	0,475	180,5	1770	1,771	−0,07	50,6	0,472	13,52	597,3
10	1	999,7	1,0013	0,497	133,0	1305	1,304	+0,088	48,6	0,497	9,45	591,7
20	1	998,2	0,9988	0,514	102,2	1002	1,004	0,206	47,0	0,515	7,01	586,0
30	1	995,65	0,9980	0,528	81,3	797	0,801	0,303	46,0	0,531	5,43	580,4
40	1	992,2	0,9980	0,540	66,5	652	0,658	0,385	45,3	0,545	4,34	574,7
50	1	988,0	0,9985	0,551	55,7	546	0,553	0,457	45,0	0,559	3,56	569,0
60	1	983,2	0,9994	0,560	47,5	466	0,474	0,523	45,0	0,570	2,99	563,2
70	1	977,8	1,0007	0,568	41,2	403	0,413	0,585	45,2	0,580	2,56	557,3
80	1	971,8	1,0023	0,575	36,2	355	0,365	0,643	45,7	0,590	2,23	551,3
90	1	965,3	1,0044	0,581	32,1	315	0,326	0,698	46,5	0,599	1,96	545,2
100	1,0332	958,4	1,0070	0,586	28,8	283	0,295	0,753	48,0	0,607	1,75	539,0
120	2,0245	943,1	1,014	0,589	23,9	234	0,2485	0,860	51,8	0,616	1,45	526,1
140	3,6848	926,1	1,024	0,588	20,3	199	0,215	0,975	57,2	0,620	1,25	512,3
160	6,3023	907,4	1,037	0,586	17,5	171,5	0,1890	1,098	64,5	0,623	1,09	497,4
180	10,225	886,9	1,053	0,581	15,35	150,5	0,1697	1,233	74	0,622	0,98	481,3
200	15,857	864,7	1,074	0,572	13,92	136,7	0,1579	1,392	85,5	0,616	0,92	463,5
220	23,659	840,3	1,101	0,561	12,75	125,0	0,1488	1,597	102	0,606	0,88	443,7
240	34,140	813,6	1,137	0,546	11,78	115,5	0,1420	1,862	125	0,590	0,87	421,7
260	47,866	784,0	1,189	0,526	10,91	107,1	0,1365	2,21	160	0,564	0,87	396,8
280	65,457	750,7	1,268	0,499	10,15	99,6	0,1325	2,70	220	0,524	0,91	368,5
300	87,611	712,5	1,40	0,465	9,43	92,5	0,1298	3,46	312	0,466	1,00	335,4
320	115,12	667,0	1,58	0,422	8,72	85,5	0,1282	4,60		0,400	1,15	295,6
340	148,96	609,5	2,0	0,370	7,90	77,5	0,1272	8,25		0,304	1,5	245,3
360	190,42	524,5	3,2	0,300	6,98	68,5	0,1306			0,180	2,6	171,9
374,2	225,6	326	∞	0,180	5,16	50,6	0,155	∞	∞	0	∞	0

[1]) Den Stoffwerten in den Tab. **A** 18 bis **A** 22 sind Zusammenstellungen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (Dr.-Ing. W. Fritz) zugrunde gelegt, die im VDI-Wärme-Atlas, Düsseldorf 1953, und in F. Kohlrausch, Praktische Physik, 20. Aufl., Bd. 2, Stuttgart 1956, veröffentlicht sind.

A 19. Dichte ϱ des Wassers in kg/m³ in Abhängigkeit von Druck und Temperatur

p at	Temperatur in °C 0	50	100	150	200	250	300	350
1	999,84	988,04						
5	1000,1	988,2	958,6	916,9				
10	1000,3	988,4	958,7	917,3				
25	1001,1	989,1	959,5	918,0	865,4			
50	1002,3	990,2	960,7	919,4	867,2	800,3		
75	1003,5	991,3	961,8	920,7	869,0	803,1		
100	1004,8	992,4	962,9	922,1	870,7	805,8	715,4	
125	1006,0	993,3	964,1	923,4	872,4	808,5	720,6	
150	1007,2	994,4	965,3	924,7	874,2	811,0	725,6	
200	1009,6	996,5	967,4	927,3	877,6	816,0	734,6	598,4
250	1011,9	998,5	969,6	929,8	880,8	820,7	742,8	623,4
300	1014,3	1000,5	971,7	932,3	884,0	825,3	750,4	642,3
350	1016,0	1002,5	973,8	934,8	887,2	829,6	757,2	657,5
400	1019,0	1004,4	975,9	937,2	890,2	833,8	763,5	

A 20. Spez. Wärme c_p des Wassers in $kcal_{IT}$/kg grad in Abhängigkeit von Druck und Temperatur

ϑ °C	Druck in at 1	50	100	150	200	250	300
0	1,0074	1,004	1,002	1,000	0,998	0,996	0,994
20	0,9988	0,996	0,994	0,992	0,989	0,987	0,984
40	0,9980	0,994	0,992	0,989	0,986	0,984	0,981
60	0,9994	0,995	0,992	0,989	0,986	0,983	0,980
80	1,0023	0,999	0,995	0,992	0,989	0,985	0,982
100	1,0070[1]	1,004	1,000	0,997	0,993	0,989	0,986
120		1,011	1,007	1,003	1,999	0,995	0,991
140		1,019	1,015	1,009	1,006	1,002	0,997
160		1,033	1,028	1,023	1,018	1,013	1,008
180		1,050	1,044	1,038	1,032	1,027	1,021
200		1,071	1,064	1,057	1,050	1,043	1,037
220		1,097	1,088	1,080	1,072	1,064	1,056
240		1,132	1,121	1,110	1,100	1,090	1,081
260		1,181	1,166	1,152	1,139	1,127	1,114
280			1,231	1,212	1,194	1,177	1,161
300			1,352	1,300	1,266	1,242	1,223
310				1,372	1,218	1,283	1,257
320				1,480	1,391	1,355	1,298
330				1,653	1,501	1,409	1,352
340				1,939	1,675	1,529	1,425
350					1,963	1,693	1,536

[1]) 1,0332 at

A 21. Zähigkeit von Wasser in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Dynamische Zähigkeit η in kp s/m², kinematische Zähigkeit ν in m²/s

Die dynamische Zähigkeit in kg/ms erhält man, wenn man die Zahlenwerte der Tabelle mit 9,81 multipliziert. (Vgl. Tab. **A** 18)

ϑ °C	1 at		50 at		100 at		200 at		300 at	
	$10^6 \cdot \eta$	$10^6 \cdot \nu$	$10^6 \cdot \eta$	$10^6 \cdot \nu$	$10^6 \cdot \eta$	$10^6 \cdot \nu$	$10^6 \cdot \eta$	$10^6 \cdot \nu$	$10^6 \cdot \eta$	$10^6 \cdot \nu$
0	180,5	1,771	179,4	1,755	178,3	1,740	176,1	1,710	174,0	1,682
10	133,0	1,304	132,7	1,299	132,2	1,290	131,4	1,276	130,6	1,266
20	102,2	1,004	102,1	1,001	102,0	0,997	101,8	0,991	101,5	0,984
30	81,3	0,801	81,3	0,799	81,4	0,798	81,4	0,795	81,5	0,792
40	66,5	0,658	66,6	0,657	66,7	0,656	66,9	0,656	67,1	0,655
50	55,7	0,553	55,8	0,553	56,0	0,553	56,3	0,554	56,6	0,555
60	47,5	0,474	47,7	0,475	47,8	0,475	48,1	0,476	48,5	0,478
70	41,2	0,413	41,1	0,414	41,6	0,415	41,9	0,418	42,4	0,420
80	36,2	0,365	36,5	0,367	36,8	0,370	37,3	0,373	37,9	0,377
90	32,1	0,326	32,5	0,329	33,0	0,334	33,7	0,339	34,4	0,345
100	28,8[1]	0,295[1]	29,3	0,299	29,9	0,304	30,7	0,311	31,5	0,318
120			24,3	0,252	25,0	0,259	25,8	0,266	26,7	0,274
140			20,6	0,218	21,1	0,222	22,0	0,230	22,8	0,238
160			17,8	0,192	18,2	0,195	18,9	0,202	19,7	0,209
180			15,7	0,173	16,0	0,176	16,6	0,181	17,2	0,186
200			14,2	0,161	14,4	0,162	14,8	0,165	15,2	0,169
220			12,9	0,150	13,1	0,152	13,4	0,154	13,7	0,156
240			11,8	0,142	12,0	0,143	12,2	0,144	12,5	0,146
260			11,0	0,137	11,1	0,138	11,3	0,138	11,6	0,140
280					10,3	0,134	10,5	0,134	10,8	0,135
300					9,6	0,132	9,8	0,131	10,1	0,132
320							9,1	0,129	9,5	0,131
340							8,1	0,125	8,7	0,128
360							6,8	0,123	7,8	0,125
380									6,6	0,123
400									4,4	0,130
450									3,1	0,212

[1]) 1,0332 at

A 22. Wärmeleitfähigkeit λ_w von Wasser in $kcal_{IT}$/m h grad in Abhängigkeit von Druck und Temperatur

p at	Temperatur in °C								
	0	25	50	75	100	150	200	250	300
1	0,475	0,522	0,551	0,572	0,586				
100	0,477	0,524	0,554	0,575	0,592	0,595	0,578	0,540	0,467
200	0,479	0,527	0,557	0,579	0,598	0,601	0,585	0,547	0,479
300		0,530	0,561	0,582	0,604	0,607	0,592	0,557	0,495
400		0,533	0,564	0,586	0,610	0,614	0,600	0,566	0,512

A 23 und A 24. Stoffwerte für Luft (zu Abschn. 3.41). — Nach VDI-Wärme-Atlas, Düsseldorf 1953.

A 23. Stoffwerte für trockene Luft bei 760 Torr (1,033 at) (normale Zusammensetzung)

ϑ Temperatur
ϱ Dichte
c_p spezifische Wärme bei konstantem Druck
λ_w Wärmeleitfähigkeit
η dynamische Zähigkeit
ν kinematische Zähigkeit
$\beta = \mathrm{d}V/V\,\mathrm{d}t$ Wärmeausdehnungskoeffizient
a Temperaturleitfähigkeit
Pr Prandtl-Zahl

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p $\mathrm{kcal_{IT}}$/kg grad	λ_w $\mathrm{kcal_{IT}}$/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	$\eta \cdot 10^6$ kg/m s	$\nu \cdot 10^6$ m²/s	$\beta \cdot 10^3$ 1/grad	a m²/h	Pr
−150	2,793	0,245	0,0103	0,887	8,70	3,11	8,21	0,0151	0,74
−100	1,980	0,241	0,0142	1,203	11,81	5,96	5,82	0,0298	0,72
− 50	1,534	0,240	0,0177	1,494	14,68	9,55	4,51	0,0481	0,72
0	1,2930	0,240	0,0209	1,754	17,21	13,30	3,67	0,0673	0,715
20	1,2045	0,240	0,0221	1,855	18,20	15,11	3,43	0,0763	0,713
40	1,1267	0,240	0,0233	1,950	19,13	16,97	3,20	0,086	0,711
60	1,0595	0,241	0,0245	2,042	20,04	18,90	3,00	0,096	0,709
80	0,9998	0,241	0,0257	2,134	20,92	20,94	2,83	0,1065	0,708
100	0,9458	0,241	0,0270	2,224	21,84	23,06	2,68	0,118	0,703
120	0,8980	0,242	0,0282	2,311	22,66	25,23	2,55	0,130	0,70
140	0,8535	0,242	0,0295	2,397	23,50	27,55	2,43	0,143	0,695
160	0,8150	0,243	0,0308	2,481	24,36	29,85	2,32	0,155	0,69
180	0,7785	0,244	0,0320	2,564	25,19	32,29	2,21	0,168	0,69
200	0,7457	0,245	0,0332	2,635	25,81	34,63	2,11	0,182	0,685
250	0,6745	0,247	0,0362	2,832	27,78	41,17	1,91	0,217	0,68
300	0,6157	0,250	0,0390	3,005	29,46	47,85	1,75	0,253	0,68
350	0,5662	0,252	0,0417	3,178	31,18	55,05	1,61	0,292	0,68
400	0,5242	0,255	0,0443	3,340	32,80	62,53	1,49	0,331	0,68
450	0,4875	0,258	0,0467	3,508	34,41	70,54		0,371	0,685
500	0,4564	0,261	0,0490	3,653	35,80	78,48		0,411	0,69
600	0,4041	0,266	0,0535	3,938	38,60	95,57		0,497	0,69
700	0,3625	0,271	0,0573	4,202	41,25	113,7		0,583	0,70
800	0,3287	0,276	0,0607	4,451	43,72	132,8		0,669	0,715
900	0,301	0,280	0,0637	4,68	45,9	152,5		0,756	0,725
1000	0,277	0,283	0,0662	4,89	47,95	173		0,846	0,735

A 24. Wärmeleitfähigkeit λ_w von Luft in $\mathrm{kcal_{IT}}$/m h grad in Abhängigkeit von Druck und Temperatur

p at	Temperatur in °C 0	20	40	60	80	100
1	0,0209	0,0221	0,0233	0,0245	0,0257	0,0270
100	0,0256	0,0266	0,0275	0,0284	0,0294	0,0303
200	0,0314	0,0318	0,0323	0,0328	0,0334	0,0340
300	0,0380	0,0380	0,0381	0,0382	0,0383	0,0385
400	0,0442	0,0439	0,0436	0,0432	0,0428	0,0424
500	0,0505	0,0498	0,0491	0,0484	0,0477	0,0470

A 25 und A 26. Stoffwerte für Gase[1]) (zu Abschn. 3.41)

A 25. Stoffwerte für Helium bei 10 at

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w[3]) kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
0	1,790	1,248	0,1235	1,89	0,6870
100	1,302	1,248	0,1507	2,34	0,6870
200	1,027	1,248	0,1760	2,75	0,6844
300	0,847	1,248	0,1996	3,13	0,6800
400	0,718[2])	1,248	0,2222	3,49	0,6730
500	0,624[2])	1,248	0,2418	3,84	0,6653
600	0,558[2])	1,248	0,2580	4,15	0,6557

A 26. Stoffwerte für CO_2 bei 1 at

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
0	1,912	0,198	0,0124	1,41	0,795
100	1,400	0,220	0,0187	1,89	0,789
200	1,103	0,238	0,0250	2,34	0,785
300	0,912	0,254	0,0315	2,73	0,782
400	0,776	0,268	0,0378	3,06	0,779
500	0,676	0,279	0,0435	3,38	0,776
600	0,598	0,287	0,0490	3,67	0,773
700	0,536	0,295	0,0548	3,95	0,770
800	0,486	0,302	0,0598	4,46	0,768

A 27 bis A 34. Stoffwerte für flüssige Metalle und flüssige Legierungen[1]) (zu Abschn. 3.41)

A 27. Stoffwerte für flüssiges Natrium[4])

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/mh grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
100	927	0,3290	74,0	71,5	0,01125
200	903	0,3185	70,0	45,0	0,00735
300	879	0,3100	65,0	34,0	0,00572
400	854	0,3042	61,4	27,8	0,00490
500	829	0,3008	57,6	23,3	0,00432
600	804	0,2990	53,9[2])	20,4	0,00400
700	780	0,2998	50,2[2])	18,5	0,00395
800	755[2])	0,3025	46,5[2])	17,6[2])	0,00402

[1]) Die in den Tab. **A** 25, **A** 26, **A** 28 bis **A** 34 angegebenen Stoffwerte fußen auf analogen Tabellen in Reactor Handbook, Bd. 2 Engineering, New York, Toronto, London 1955, wobei die Werte zum Teil aus Diagrammen entnommen, zum Teil extrapoliert und zum Teil durch andere Quellen ergänzt und gemittelt wurden.
[2]) extrapoliert
[3]) bei Atmosphärendruck
[4]) Mittelwerte nach: Glasstone, S., Nuclear Reactor Engineering, Toronto, New York, London 1955. — Nucleonics **7**, Nr. 4 (1954). — Reactor Handbook, Bd. 2 Engineering, New York, Toronto, London 1955.

A 28. Stoffwerte für flüssiges Kalium

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
100	819	0,1940	40,87[1]	45,5	0,00760
200	795	0,1886	38,62	30,0	0,00520
300	771	0,1845	36,45	23,3	0,00419
400	747	0,1827	34,39	19,6	0,00364
500	723	0,1825	32,39	17,0	0,00336
600	699	0,1826	30,47	15,2	0,00322
700	675	0,1840	28,70[1]	13,8	0,00314

[1]) extrapoliert

A 29. Stoffwerte für flüssige NaK-Legierung (56 Gew. % Na; 44 Gew. % K)

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
100	885	0,2690	22,2	56,1	0,0243
200	862	0,2613	22,8	37,6	0,0153
300	838	0,2550	23,3	28,1	0,0100
400	814	0,2510	23,8	23,2	0,0088
500	790	0,2486	24,3	20,2	0,0074
600	766	0,2480	24,7[1]	18,1	0,0064
700	741	0,2495	25,1[1]	16,5	0,0058
800	717	0,2530	25,4[1]	15,0	0,0053

[1]) extrapoliert

A 30. Stoffwerte für flüssige Pb-Bi-Legierung (44,5 Gew. % Pb; 55,5 Gew. % Bi)

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
100	10600	0,035[1]	7,5[1]	—	—
200	10460	0,035	8,26	—	—
300	10320	0,035	9,37	183[1]	—
400	10180	0,035[1]	11,45[1]	153,0	—
500	10050	0,035[1]	—	131,7	—
600	9900	—	—	119,0	—
700	9760	—	—	110[1]	—

[1]) extrapoliert

A 31. Stoffwerte für Quecksilber

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
0	13590	0,03334	7,0	172,0	0,0290
100	13350	0,03279	9,0	123,0	0,0160
200	13110	0,03244	10,6	103,0	0,0112
300	12880	0,03236	12[1]	88[1]	0,0084

[1]) extrapoliert

A 32. Stoffwerte für flüssige NaK-Legierung (22 Gew. % Na; 78 Gew. % K)

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
100	847	0,2247	21,00	48,2	0,0185
200	823	0,2170	21,70	33,1	0,0117
300	799	0,2129	22,30	25,0	0,0085
400	775	0,2100	22,90	21,0	0,0068
500	751	0,2088	23,45[1]	18,0	0,0057
600	727	0,2090	23,95[1]	16,0	0,0050
700	703	0,2105	24,40[1]	14,5	0,0045
800	687	0,2130	24,85[1]	13,5	0,0041

[1]) extrapoliert

A 33. Stoffwerte für flüssiges Wismut

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
300	10000	0,03430	15,22	171,0	0,01410
400	9050	0,03540	13,83	143,0	0,01348
500	7850	0,03650	13,83	119,8	0,01159
600	6600	0,03760	13,83	101,5	0,01017
700	5300	0,03865	13,83	88,0[1])	0,00906
800	4050	0,03970	13,83[1])	76,7[1])	0,00808
900	2800	0,04080	13,83[1])	66,3[1])	0,00720
1000	1550	0,04192	13,83[1])	57,4[1])	0,00639

[1]) extrapoliert

A 34. Stoffwerte für flüssiges Blei

ϑ °C	ϱ kg/m³	c_p kcal/kg grad	λ_w kcal/m h grad	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	Pr
350	10560	0,03785	13,90	263,5[1])	0,02530
400	10500	0,03700	13,67	235,0[1])	0,02250
500	10380	0,03700	13,28	191,2	0,01880
600	10260	0,037[1])	12,96	158,6	0,01610
700	10160	0,037[1])	12,95	137,5	0,01395
800	10040	0,037[1])	12,95[1])	125,1	0,01266
900	9920	0,037[1])	12,95[1])	116,1[1])	0,01173
1000	9800	0,037[1])	12,95[1])	109,9[1])	0,01100

[1]) extrapoliert

A 35. Daten für Schwerwasser (zu Abschn. 3.41)

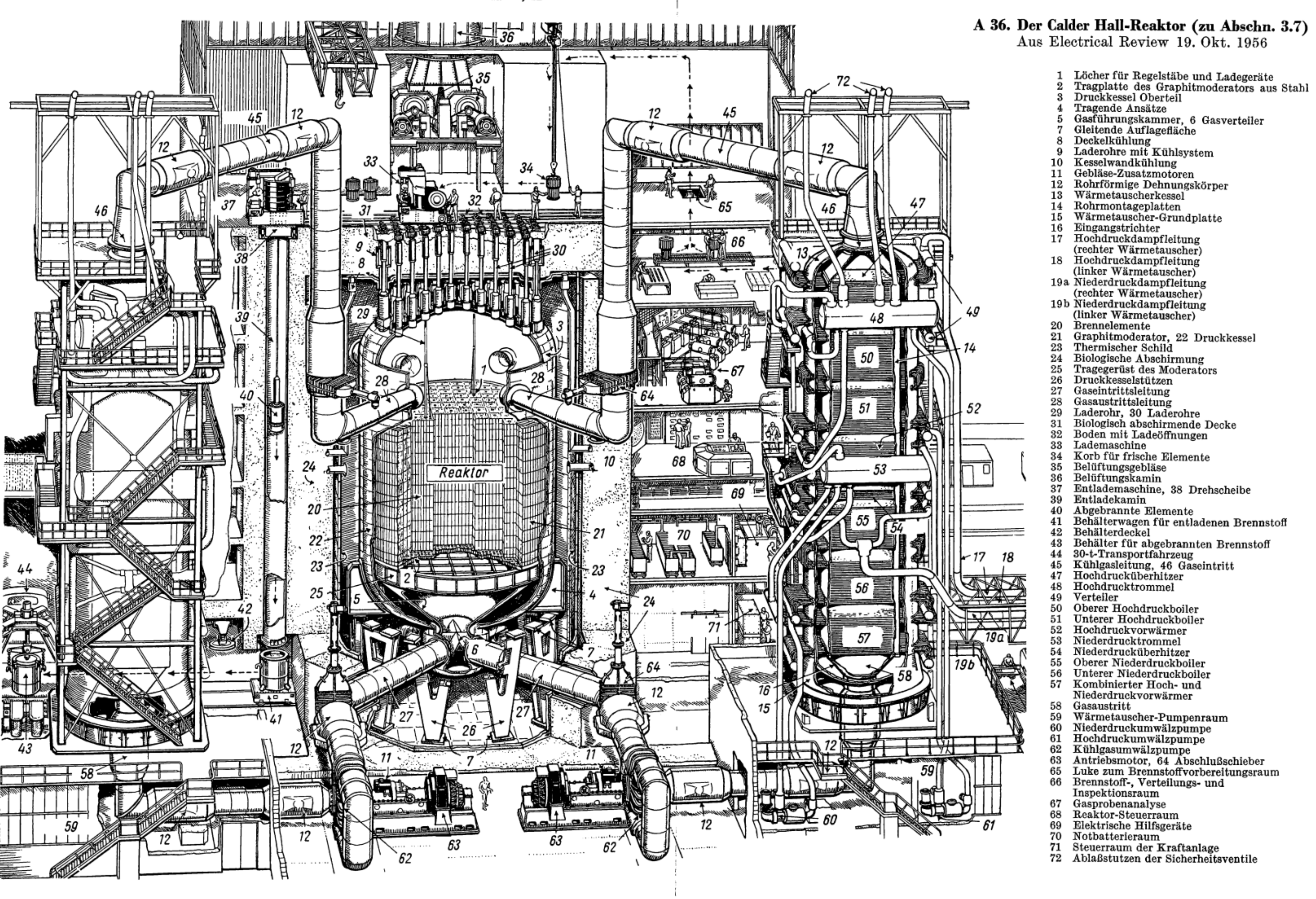
ϑ Temperatur, ϱ Dichte, p absoluter Dampfdruck, c_p spezifische Wärme bei konstantem Druck, r Verdampfungswärme, η dynamische Zähigkeit

ϑ °C	ϱ[1] kg/m³	p at	c_p kcal/kg grad	r kcal/kg	$\eta \cdot 10^6$ kp s/m²	$\eta \cdot 10^6$ kg/m s
0		0,0050				
5					202,7	1988,487
10	1106,0	0,0106	1,009	549,47	171,4	1681,434
15			1,008		147,8	1449,918
20	1105,3	0,0266	1,006		128,5	1260,585
25			1,005	541,53	112,4	1102,644
30	1102,3	0,0380	1,005		99,1	972,171
35			1,004		88,0	863,280
40	1099,0	0,0668	1,004	531,49		
45			1,004			
50	1094,8	0,1136	1,004			
60	1089,7	0,1857		519,86		
70	1083,8	0,2937				
80	1077,3	0,4508		507,98		
90	1070,0	0,6736				
100	1062,2	0,9819		495,65		
120	1045,1	1,951		482,76		
140	1026,0	3,589		469,08		
160	1005,0	6,192		454,70		
180	981,8	10,113		439,27		
200	956,0	15,77		422,70		
220	927,0	23,63		404,63		
240	896,0					
260						
280						
300						

[1]) Konzentration 99,2 % D_2O

Weitere Zahlenwerte bei I. Kirshenbaum, Physical Properties and Analysis of Heavy Water, New York 1951 (NNES III-4 A).

A 36. Der Calder Hall-Reaktor (zu Abschn. 3.7)
Aus Electrical Review 19. Okt. 1956



1 Löcher für Regelstäbe und Ladegeräte
2 Tragplatte des Graphitmoderators aus Stahl
3 Druckkessel Oberteil
4 Tragende Ansätze
5 Gasführungskammer, 6 Gasverteiler
7 Gleitende Auflagefläche
8 Deckelkühlung
9 Laderohre mit Kühlsystem
10 Kesselwandkühlung
11 Gebläse-Zusatzmotoren
12 Rohrförmige Dehnungskörper
13 Wärmetauscherkessel
14 Rohrmontageplatten
15 Wärmetauscher-Grundplatte
16 Eingangstrichter
17 Hochdruckdampfleitung (rechter Wärmetauscher)
18 Hochdruckdampfleitung (linker Wärmetauscher)
19a Niederdruckdampfleitung (rechter Wärmetauscher)
19b Niederdruckdampfleitung (linker Wärmetauscher)
20 Brennelemente
21 Graphitmoderator, 22 Druckkessel
23 Thermischer Schild
24 Biologische Abschirmung
25 Tragegerüst des Moderators
26 Druckkesselstützen
27 Gaseintrittsleitung
28 Gasaustrittsleitung
29 Laderohr, 30 Laderohre
31 Biologisch abschirmende Decke
32 Boden mit Ladeöffnungen
33 Lademaschine
34 Korb für frische Elemente
35 Belüftungsgebläse
36 Belüftungskamin
37 Entlademaschine, 38 Drehscheibe
39 Entladekamin
40 Abgebrannte Elemente
41 Behälterwagen für entladenen Brennstoff
42 Behälterdeckel
43 Behälter für abgebrannten Brennstoff
44 30-t-Transportfahrzeug
45 Kühlgasleitung, 46 Gaseintritt
47 Hochdrucküberhitzer
48 Hochdrucktrommel
49 Verteiler
50 Oberer Hochdruckboiler
51 Unterer Hochdruckboiler
52 Hochdruckvorwärmer
53 Niederdrucktrommel
54 Niederdrucküberhitzer
55 Oberer Niederdruckboiler
56 Unterer Niederdruckboiler
57 Kombinierter Hoch- und Niederdruckvorwärmer
58 Gasaustritt
59 Wärmetauscher-Pumpenraum
60 Niederdruckumwälzpumpe
61 Hochdruckumwälzpumpe
62 Kühlgasumwälzpumpe
63 Antriebsmotor, 64 Abschlußschieber
65 Luke zum Brennstoffvorbereitungsraum
66 Brennstoff-, Verteilungs- und Inspektionsraum
67 Gasprobenanalyse
68 Reaktor-Steuerraum
69 Elektrische Hilfsgeräte
70 Notbatterieraum
71 Steuerraum der Kraftanlage
72 Ablaßstutzen der Sicherheitsventile

Namenverzeichnis

Sachverzeichnis*)

*) Bearbeitet von G. Gilbert und W. Zickendraht, Marburg